



**Détection directe de matière noire avec l'expérience  
EDELWEISS-III: étude des signaux induits par le  
piégeage de charges, analyse de données et  
caractérisation de la sensibilité des détecteurs  
cryogéniques aux WIMPs de basse masse**

Quentin Arnaud

► **To cite this version:**

Quentin Arnaud. Détection directe de matière noire avec l'expérience EDELWEISS-III: étude des signaux induits par le piégeage de charges, analyse de données et caractérisation de la sensibilité des détecteurs cryogéniques aux WIMPs de basse masse. Analyse de données, Statistiques et Probabilités [physics.data-an]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2015. Français. NNT : 2015LYO10199 . tel-01273303

**HAL Id: tel-01273303**

**<https://theses.hal.science/tel-01273303>**

Submitted on 12 Feb 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse  
présentée devant  
L'Université Claude Bernard Lyon-I  
pour l'obtention du  
**Diplôme de Doctorat**  
(arrêté du 7 août 2006)

Spécialité  
**Physique des Particules**

présentée par  
**Quentin ARNAUD**

---

Détection directe de matière noire  
avec l'expérience EDELWEISS-III :  
Etude des signaux induits par le piégeage de charges, analyse  
de données et caractérisation de la sensibilité des détecteurs  
cryogéniques aux WIMPs de basse masse

---

Soutenue publiquement le 2 Novembre 2015  
devant la commission d'examen formée de :

M.	J.	JOCHUM	Rapporteur
M.	A.	GIULIANI	Rapporteur
M.	G.	CHANFRAY	
M.	P.	SALATI	
M.	J.	GASCON	Directeur de thèse
M.	J-C.	LANFRANCHI	







# Remerciements

Je tiens tout d’abord à remercier chaleureusement l’ensemble des membres de la collaboration EDELWEISS. Ce fut un réel plaisir d’en faire partie durant ces trois années de thèse et je ne peux qu’espérer pouvoir retrouver pareille convivialité au cours de mes expériences professionnelles à venir. Plus particulièrement, je souhaiterais remercier les membres du groupe MANOIR de l’IPNL qui ont non seulement permis la réalisation de cette thèse mais dans des conditions si agréables qu’il est difficile de les qualifier de “travail”. Chacun, à sa manière, a contribué à rendre ces années extrêmement plaisantes et enrichissantes. Je garderai un souvenir nostalgique des repas de groupe et des pauses café du midi. Merci à Corinne et Véronique pour le temps passé ensemble à peaufiner mes présentations. Que de chemin parcouru ensemble depuis la soutenance de Master... Merci également à Maryvonne sans qui je travaillerais encore aujourd’hui sur PAW :) et à Antoine pour ses nombreux conseils sur ROOT dont il est expert. Merci à Alex pour son aide et son soutien dans tous les domaines ainsi que pour les discussions tardives autour d’une bière (de bières pour être exact), d’Oxford à Karlsruhe et bientôt à Kingston j’espère. Je tiens à associer Benjamin à ces remerciements qui m’a fait découvrir le théorème de Shockley-Ramo, un pilier de cette thèse, et qui m’a initié aux simulations numériques. Pour ne pas dissocier les trois inséparables, merci à Johann pour sa sympathie et ses galettes des rois annuelles arrosées de cidre. Merci également à Julien à qui je dois très certainement le dernier chapitre de cette thèse et avec qui j’ai énormément appris, que ce soit en méthodes d’analyse statistique ou encore : “Un travail n’existe que s’il est publié”. Une maxime qui a eu le mérite de donner lieu à deux articles tout de même. Je suis ravi qu’il ait réussi son concours CNRS, il le mérite amplement. Une pensée à Cécile avec qui j’ai partagé les études de Master et la thèse à mi-temps et qui doit certainement préparer sa soutenance alors que j’écris ces quelques lignes. Je lui souhaite pleine réussite. Merci à Emeline pour avoir relu l’ensemble du manuscrit et relevé nombre de “coquilles”. Je lui souhaite bon courage et de profiter pleinement de ses années en thèse.

Merci infiniment à mon directeur de thèse Jules Gascon pour sa disponibilité et sa gentillesse hors normes. Dire qu’avant de suivre ses enseignements de travaux pratiques de physique expérimentale en Master 1, je songeais à m’orienter en physique théorique... Jules, je te remercie vraiment du fond du coeur pour ces années passées à travailler ensemble. Je réalise bien la chance que j’ai eue d’avoir un directeur de thèse aussi présent, compétent et plein d’attentions à l’égard de son étudiant. Pour sûr, nos longues discussions sur les “signaux de Ramo” entrecoupées le midi d’analyses sur l’ordre de visionnage de Doctor Who ou de l’intérêt de stargate SG-1 sans O’Neill vont me manquer. J’en profite une dernière fois pour te conseiller de regarder Marco Polo. Je me dis que, suggéré dans mes remerciements de

thèse, tu ne pourras pas y couper.

Je souhaiterais également remercier l'ensemble des membres de mon Jury pour leur sympathie et leur enthousiasme lors de la soutenance ainsi que pour leur élogieux rapport. Merci à Guy Chanfray, directeur de l'IPNL, d'avoir accepté de présider le jury. Merci également à mes rapporteurs Josef Jochum et Andrea Giuliani pour leur lecture attentive du manuscrit et leurs rapports extrêmement encourageants. Je souhaite également associer à ces remerciements Pierre Salati pour ses judicieuses remarques et suggestions que je n'ai pas manqué de prendre en compte pour l'élaboration de la version finale du manuscrit.

Enfin je souhaiterais exprimer ma gratitude envers toutes celles et ceux qui ont participé à la relecture du manuscrit. Une mention toute particulière pour les membres de ma famille qui, bien que ne sachant pas ce que sont des photons ou phonons, ont pris le temps de relire l'intégralité du manuscrit pour dénicher les éventuelles fautes d'orthographe, de grammaire et de ponctuation. Merci donc infiniment à ma mère Dominique ainsi qu'à mon oncle Gérard et ma tante Ninou. Une pensée attentionnée pour ma petite soeur adorée, Tatiana, qui a su mettre à profit ses qualités artistiques en remettant au goût du jour le logo de l'expérience EDELWEISS. Merci à mes ami(e)s, à ma famille et plus particulièrement à mes parents pour leur soutien au cours de ces années. Enfin merci à Anouchka qui partage ma vie, pour son soutien et sa patience, notamment durant la rédaction du manuscrit. Nous partons maintenant tous les deux vers de nouvelles aventures à la recherche de matière noire froide (très froide...) à Kingston au Canada.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 La matière noire</b>	<b>11</b>
1.1 Un peu de cosmologie . . . . .	11
1.2 Evidences de l'existence de la matière noire . . . . .	13
1.2.1 Au niveau galactique . . . . .	13
1.2.2 Au niveau des Amas de Galaxies . . . . .	14
1.2.3 Au niveau cosmologique . . . . .	15
1.2.3.1 Supernovae de type Ia (SNIa) . . . . .	15
1.2.3.2 Oscillations Acoustiques de Baryons (BAO) . . . . .	17
1.2.3.3 Fond diffus cosmologique (CMB) . . . . .	18
1.2.3.4 Nucléosynthèse du Big Bang (BBN) . . . . .	20
1.2.3.5 Combinaison des contraintes sur les paramètres cosmologiques	22
1.3 La nature de la matière noire . . . . .	23
1.3.1 Contraintes issues de la formation des structures . . . . .	23
1.3.2 Contraintes issues de la densité relique . . . . .	23
1.3.3 Les candidats WIMPs à la matière noire froide non baryonique . . . .	25
1.3.3.1 Propriétés des WIMPs . . . . .	25
1.3.3.2 Lien avec la physique des particules . . . . .	25
1.4 Principes de détection . . . . .	26
1.4.1 Détection directe . . . . .	26
1.4.2 Détection indirecte . . . . .	27
1.4.3 Production au LHC . . . . .	28
1.5 La détection directe . . . . .	29
1.5.1 Interaction des WIMPs avec la matière ordinaire . . . . .	29
1.5.1.1 Section efficace d'interaction spin-indépendante . . . . .	30
1.5.1.2 Section efficace d'interaction spin-dépendant . . . . .	30
1.5.2 Spectre de recul théorique des WIMPs . . . . .	31
1.5.2.1 Correction due à la rotation de la terre . . . . .	33
1.5.2.2 Correction due au facteur de forme . . . . .	33
1.5.2.3 Spectre de recul théorique final . . . . .	34
1.5.2.4 Implications sur la détection . . . . .	34
1.5.3 Techniques de détection directe . . . . .	38
1.5.3.1 Signatures des WIMPs . . . . .	38
1.5.3.2 Etat de l'art de la détection directe . . . . .	39

1.6	Conclusion . . . . .	43
<b>2</b>	<b>L'expérience EDELWEISS</b>	<b>45</b>
2.1	Bruits de fond de l'expérience . . . . .	45
2.1.1	Origine des différents bruits de fond . . . . .	45
2.1.1.1	Le rayonnement cosmique . . . . .	45
2.1.1.2	La radioactivité . . . . .	46
2.1.2	Description du dispositif expérimental . . . . .	47
2.1.3	Interactions des particules dans la matière . . . . .	48
2.1.3.1	Les neutrons . . . . .	48
2.1.3.2	Photons . . . . .	49
2.1.3.3	Les alphas . . . . .	50
2.1.3.4	Les électrons . . . . .	50
2.2	Principe de fonctionnement des détecteurs . . . . .	51
2.2.1	Propriétés du Germanium . . . . .	51
2.2.1.1	Structure de bandes du Germanium . . . . .	51
2.2.1.2	Impuretés du cristal . . . . .	52
2.2.2	Les détecteurs FIDs . . . . .	53
2.3	La voie ionisation . . . . .	55
2.3.1	Nombre de paires électron-trou créées . . . . .	55
2.3.2	Transport des électrons et des trous . . . . .	56
2.3.3	Le signal ionisation . . . . .	59
2.3.4	La mesure de l'ionisation . . . . .	59
2.4	La voie chaleur . . . . .	60
2.4.1	Principe de la mesure de la chaleur . . . . .	60
2.4.2	Les senseurs NTD . . . . .	61
2.4.3	Modèle thermique : approximation à 3 corps . . . . .	61
2.4.4	La cryogénie . . . . .	65
2.4.5	La mesure de la chaleur . . . . .	67
2.5	L'identification des reculs électroniques et nucléaires . . . . .	68
2.5.1	La double mesure ionisation et chaleur . . . . .	68
2.5.2	Le pouvoir de discrimination des reculs électroniques . . . . .	71
2.5.3	Limitations au pouvoir de discrimination . . . . .	72
2.5.4	Le rejet des événements de surface . . . . .	73
2.6	Électronique et Système d'acquisition . . . . .	74
2.6.1	Électronique froide d'acquisition . . . . .	74
2.6.1.1	La voie ionisation . . . . .	74
2.6.1.2	voie chaleur . . . . .	75
2.7	Conclusion . . . . .	76
<b>3</b>	<b>Etude des signaux induits par le piégeage de charges</b>	<b>77</b>
3.1	Introduction . . . . .	77
3.1.1	Théorème de Shockley-Ramo . . . . .	77
3.1.2	Conservation de charge . . . . .	78
3.1.3	Événements fiduciels et signaux veto . . . . .	81

3.2	Modèle analytique . . . . .	85
3.2.1	Hypothèses . . . . .	85
3.2.2	Signaux induits sur les électrodes véto . . . . .	86
3.2.3	Signaux induits sur les électrodes fiducielles . . . . .	91
3.2.4	Impact du piégeage sur la voie chaleur . . . . .	93
3.3	Simulation numérique et validation des approximations du modèle . . . . .	96
3.4	Applications du modèle aux données . . . . .	102
3.4.1	Corrélations inter-véto . . . . .	102
3.4.2	Informations sur le piégeage de charges . . . . .	105
3.4.3	Correction en énergie . . . . .	108
3.4.3.1	Energie Ionisation . . . . .	108
3.4.3.2	Energie Chaleur . . . . .	115
3.4.4	Application de la conservation de la charge . . . . .	121
3.5	Conclusion . . . . .	125
<b>4</b>	<b>Analyse des données du Run308</b>	<b>127</b>
4.1	Présentation du Run308 . . . . .	127
4.2	Acquisition et Traitement des signaux . . . . .	129
4.2.1	Déclenchement de l'acquisition . . . . .	129
4.2.2	Etalonnage en énergie . . . . .	131
4.2.2.1	Voie Ionisation . . . . .	131
4.2.2.2	Voie Chaleur . . . . .	133
4.2.3	Résolutions lignes de base . . . . .	135
4.3	Zones de recul électronique et nucléaire . . . . .	136
4.3.1	Impact des résolutions . . . . .	136
4.3.2	Définition du point magique . . . . .	139
4.3.3	Zone de reculs nucléaires . . . . .	141
4.4	Coupures . . . . .	144
4.4.1	Coupures Qualité . . . . .	144
4.4.2	Coupures Fiducielles . . . . .	146
4.4.2.1	Le volume fiduciel . . . . .	152
4.4.3	Rejet des empilements . . . . .	154
4.4.3.1	Coupures Chi2 ionisation . . . . .	154
4.4.3.2	Coupures Chi2 chaleur . . . . .	157
4.5	Détermination de l'exposition . . . . .	158
4.5.0.3	Temps morts . . . . .	158
4.5.0.4	Efficacités . . . . .	159
4.6	Résultats du Run308 . . . . .	161
4.6.1	Données de recherche de WIMPs . . . . .	161
4.6.2	Données d'étalonnage Baryum . . . . .	164
4.6.3	Détermination d'une limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon . . . . .	166
4.6.3.1	La méthode de Poisson . . . . .	166
4.6.3.2	La méthode du Maximum Gap . . . . .	167
4.6.3.3	La méthode de L'Optimum Interval . . . . .	169

4.6.4	Limite d'exclusion préliminaire EDELWEISS-III . . . . .	169
4.7	Conclusion . . . . .	172
<b>5</b>	<b>Caractérisation de la sensibilité des détecteurs cryogéniques aux WIMPs de basse masse</b>	<b>175</b>
5.1	Modélisation de l'expérience EDELWEISS . . . . .	175
5.1.1	Modélisation du signal et des bruits de fond . . . . .	175
5.1.2	Modélisation de la réponse des détecteurs . . . . .	178
5.1.3	Fonctions de distribution de probabilité . . . . .	180
5.1.4	Génération de fausses données par Monte-Carlo . . . . .	185
5.2	Analyse statistique par maximum de vraisemblance . . . . .	186
5.2.1	La fonction de vraisemblance . . . . .	186
5.2.2	Test statistique par maximum de vraisemblance profilé . . . . .	188
5.2.3	Limite d'exclusion à partir de données observées . . . . .	189
5.2.4	Sensibilité de l'expérience . . . . .	192
5.3	Validation du code d'analyse . . . . .	194
5.4	Résultats . . . . .	196
5.4.1	Introduction . . . . .	197
5.4.2	Futur proche d'EDELWEISS . . . . .	199
5.4.3	Influence des paramètres expérimentaux sur la sensibilité . . . . .	205
5.4.4	Conclusion . . . . .	217
	<b>Conclusions</b>	<b>221</b>

# Introduction

Les diverses observations astrophysiques et cosmologiques mènent à un constat pour le moins stupéfiant : la matière ordinaire, dite baryonique, ne représenterait que 5% du contenu énergétique de l’Univers. Celui-ci serait majoritairement constitué d’énergie noire (69%) et d’une matière inconnue dite non baryonique (26%). Cette dernière est invisible et ne trahit sa présence que par ses effets gravitationnels sur son environnement extérieur, c’est pourquoi on la qualifie de matière noire. Une classe privilégiée de particules candidates au titre de “constituant de la matière noire” se regroupe sous le terme générique de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Par définition, il s’agit de particules massives n’interagissant que très faiblement avec la matière ordinaire. Ces particules font l’objet d’une recherche intensive qui s’est traduite par le développement de nombreuses expériences dédiées à leur détection et se distinguant par la stratégie qu’elles emploient : la production dans les collisionneurs, la détection indirecte des WIMPs via leurs produits d’annihilation ou encore la détection directe par leur diffusion élastique sur un noyau constitutif de l’absorbeur du détecteur. Dans le cadre de cette thèse, nous nous consacrerons plus particulièrement à cette dernière stratégie qui est celle employée par l’expérience EDELWEISS (Expérience pour détecter les WIMPs en site souterrain).

Le premier chapitre présente la problématique de la matière noire et de la détection directe. Nous y ferons une revue synthétique des observations, à toutes les échelles de l’Univers, qui peuvent être expliquées dans le cadre d’un seul et même modèle cosmologique : le modèle  $\Lambda$ CDM. Nous verrons que la matière noire devrait ainsi composer plus de 80% de la matière dans l’Univers et se distribuer localement sous la forme d’un halo de WIMPs englobant la voie lactée. C’est du moins le principe sur lequel se basent les expériences de détection directe dont nous présenterons les principales particularités telles que le signal WIMP attendu et les contraintes expérimentales associées. Les diverses méthodes de détection directe seront présentées en mettant chaque fois l’accent sur leurs forces et faiblesses.

Le second chapitre est consacré à la présentation de l’expérience EDELWEISS-III. Après une description des bruits de fond de l’expérience et de leurs mécanismes d’interaction avec la matière, nous détaillerons le dispositif expérimental. Nous verrons qu’au-delà des protections passives contre le bruit de fond, les détecteurs cryogéniques FIDs employés permettent un rejet actif du fond résiduel. Nous verrons que celui-ci est permis à la fois via une double mesure de la chaleur et de l’ionisation qui permet de discriminer les reculs électroniques induits par les  $\beta$  et  $\gamma$  des reculs nucléaires attendus par les WIMPs, et par le rejet des événements de surface ( $\beta$  et reculs de  $^{206}\text{Pb}$ ) qui donnent lieu à une collecte de charge sur des électrodes dites vêtos.



Le troisième chapitre est dédié à une étude des signaux induits par le piégeage de charges. Nous verrons que les électrodes véto, auparavant uniquement employées pour rejeter les événements de surface, contiennent des informations essentielles sur les événements mesurés. Un modèle analytique simple de l'impact du piégeage sur les signaux des voies ionisation et chaleur sera présenté. Nous verrons que les prédictions de ce modèle, confortées par leur accord avec les données et une simulation numérique, ont donné lieu à diverses applications : amélioration de la résolution à haute énergie des voies chaleur et ionisation, amélioration des résolutions ligne de base des voies ionisation individuelles, sensibilité statistique à la profondeur du dépôt d'énergie et indication de l'état de piégeage des cristaux. Au-delà de ces applications, nous verrons que cette étude a permis d'améliorer conséquemment la compréhension du fonctionnement des détecteurs FIDs, ce qui s'en fera ressentir lors de l'analyse des données.

Le quatrième chapitre sera dédié à l'analyse des données du Run308. Initialement, l'étude avait pour objectif de confirmer que les performances des détecteurs et le bruit de fond de l'expérience étaient conformes aux attentes pour une recherche de WIMPs de haute masse. L'ensemble des aspects de l'analyse seront présentés (coupures, efficacités...) en insistant sur certains effets dont l'interprétation physique a été permise par l'étude présentée au troisième chapitre. Nous verrons qu'un excès important d'événements est observé dans la zone de signal WIMP, avec une fraction conséquente de reculs nucléaires multiples qui met ainsi au jour une source neutron non identifiée. Les résultats seront interprétés en termes de limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon. Par ailleurs, nous verrons que ces résultats ont incité, conjointement avec l'étude qui sera présentée au chapitre 5, à redéfinir la stratégie de l'expérience en privilégiant la recherche de WIMPs de basse masse.

Le cinquième chapitre présente une étude de la caractérisation de la sensibilité des détecteurs cryogéniques aux WIMPs de basse masse. Cette étude a été réalisée en utilisant un test statistique par rapport de vraisemblance profilé (LRT en anglais pour Likelihood Ratio Test). Il s'agit de la méthode d'analyse la plus performante car elle permet de soustraire de manière statistique les fonds sur la base de leur forme spectrale différente de celle des WIMPs. Nous présenterons, dans un premier temps, les modèles de fonds utilisés et la façon dont est modélisée la réponse des détecteurs. Nous décrirons ensuite le test statistique et la manière dont on en dérive une limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon. Nous étudierons ensuite, dans ce qui constituera le coeur de ce chapitre, les résultats obtenus. Nous discuterons l'influence des différents paramètres expérimentaux (résolutions, tensions, seuils, fonds...) sur la sensibilité d'une expérience en nous basant sur les modèles de fonds et de réponse des détecteurs de l'expérience EDELWEISS-III. Nous verrons que cette étude incite fortement les expériences utilisant les détecteurs solides cryogéniques à privilégier la recherche de WIMPs de basse masse.

# Chapitre 1

## La matière noire

### 1.1 Un peu de cosmologie

Le modèle standard de la cosmologie ( $\Lambda$ CDM) est basé sur le principe cosmologique selon lequel l'Univers est homogène et isotrope (i.e. invariant par translation et rotation). Il propose une représentation de l'Univers dans laquelle celui-ci contient de l'énergie noire ( $\Lambda$ ) et de la matière noire (CDM), et permet ainsi de rendre compte de diverses observations cosmologiques dont nous présenterons une liste non exhaustive. Parmi celles-ci, l'expansion de l'Univers qui a pour la première fois été vérifiée à partir des travaux de l'astronome Edwin Hubble [1], en 1929, via son étude du décalage vers le rouge des galaxies qui nous entourent et qui implique que celles-ci s'éloignent de nous. Cette observation a mené à la loi empirique connue aujourd'hui sous le nom de loi de Hubble :

$$v = H_0 d \quad (1.1)$$

où  $v$  est la vitesse relative de la source observée par rapport à la terre,  $d$  la distance qui nous en sépare et  $H_0$  la constante de Hubble. En postulant qu'il n'y a pas de point de vue privilégié dans l'Univers (principe copernicien), l'explication la plus plausible au fait que toutes les galaxies s'éloignent de nous est que l'Univers tout entier est en expansion. Une manière de décrire cette expansion consiste à introduire le facteur d'échelle  $a(t)$  défini tel que si deux galaxies sont distantes de  $L$  à un instant  $t_0$ , à un instant ultérieur  $t_1$  elles seront alors du simple fait de l'expansion de l'Univers distantes de :

$$L(t_1) = L(t_0) \times \frac{a(t_1)}{a(t_0)} \quad (1.2)$$

Par convention, la valeur du facteur d'échelle à l'instant présent vaut 1. Pour caractériser l'évolution de l'expansion de l'Univers, on définit son taux d'expansion comme  $H(t) \equiv \dot{a}/a$  dont la valeur actuelle mesurée par Planck [2] est  $H(0) = \dot{a}(0) = (67.8 \pm 0.9) \text{ km/s/Mpc}$ .

L'Univers est également caractérisé par sa géométrie (plat, ouvert ou fermé). Sa représentation mentale est évidemment complexe mais on peut s'en faire une idée en imaginant deux particules se déplaçant librement de manière parallèle l'une à l'autre. Dans un Univers plat, leurs trajectoires restent parallèles tandis que dans un Univers fermé (resp. ouvert) leurs

trajectoires convergent (resp. divergent).

A partir du principe cosmologique et des équations de la relativité générale d'Einstein, il est possible de dériver l'équation de Friedmann :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.3)$$

où  $G$  est la constante de gravitation,  $\rho$  la densité de l'Univers,  $k$  est une constante dont la valeur caractérise la courbure de l'espace ( $k = \{-1, 0, 1\}$  selon que l'Univers est respectivement ouvert, plat ou fermé). On définit également la densité critique  $\rho_c$  telle que  $\rho = \rho_c$  pour un Univers plat. On déduit de l'équation (1.3) avec  $k=0$  :  $\rho_c \equiv 3H^2/(8\pi G)$ .

Les différentes composantes énergétiques de l'Univers sont couramment données via le paramètre de densité défini tel que  $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$  où  $i \in \{r, m, \Lambda\}$  et où, si l'Univers est plat, on retrouve  $\Omega = \sum_i \Omega_i = 1$ . Celles-ci peuvent être réparties selon trois grandes catégories suivant leur dépendance avec le facteur d'échelle  $a(t)$  :

$\Omega_m$  où  $\rho_m$  est la densité énergétique de matière non relativiste. L'énergie de ces particules étant assimilable à leur énergie de masse au repos, elle est invariante sous l'expansion de l'Univers. La densité de particules décroît de manière inversement proportionnelle avec le volume soit en  $a^{-3}$  du fait de l'expansion de l'Univers. Il en va donc de même de la densité d'énergie  $\rho_m \propto a^{-3}$

$\Omega_r$  où  $\rho_r$  est la densité de rayonnement et de matière relativiste. La même dépendance en  $a^{-3}$  s'applique à la densité de particules relativistes et au rayonnement. Toutefois, la longueur d'onde  $\lambda$  associée augmente de manière proportionnelle avec le facteur d'échelle. L'énergie étant inversement proportionnelle à  $\lambda$ , elle évolue alors en  $a^{-1}$ . La densité d'énergie  $\rho_r$  évolue ainsi en  $a^{-4}$ .

$\Omega_\Lambda$  où  $\rho_\Lambda$  est associée à une forme d'énergie nommée énergie noire. Cette constante, indépendante du facteur d'échelle, est invoquée pour rendre compte de l'expansion de l'Univers. Nous verrons que, bien que sa nature soit totalement inconnue, il est possible de contraindre sa valeur avec une grande précision.

Dans le cadre de cette thèse, nous sommes ici particulièrement intéressés par la composante  $\Omega_m$  que l'on peut subdiviser en deux composantes :  $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{nb}$ .

$\Omega_b$  (resp.  $\Omega_{nb}$ ) constitue la composante baryonique (resp. non baryonique) de la matière non relativiste. Par abus de langage, la composante baryonique désigne en plus des baryons les leptons, de telle sorte que la matière non baryonique réfère nécessairement à une forme de matière exotique nouvelle (i.e. non décrite par le modèle standard).

Nous allons voir, à travers différentes observations astrophysiques et cosmologiques, que l'Univers est en grande partie composé de matière non baryonique, et que celle-ci représente environ 26% du contenu énergétique de l'Univers. Nous verrons également que cette matière non baryonique n'interagit pas de manière électromagnétique et qu'elle ne se manifeste que par ses effets gravitationnels. C'est pourquoi on la dénomme matière noire (ou sombre).

## 1.2 Evidences de l'existence de la matière noire

L'appellation "matière sombre" ou plus précisément "dunkle kalte Materie" (i.e. "matière sombre froide" pour désigner son caractère non relativiste) a pour la première fois [3] été employée par F.Zwicky en 1933 [4]. En étudiant la dispersion de vitesses de galaxies au sein de l'amas du Coma, il a pu en déduire la masse dynamique  $M$  de ce dernier par application du théorème du viriel (explicité plus loin). En la comparant à la masse lumineuse  $L$ , soit la masse suggérée par la luminosité apparente de l'amas, il a constaté un rapport  $M/L \sim 400M_{\odot}/L_{\odot}$  (où  $\odot$  réfère au Soleil). Bien que cet écart mesuré à l'époque fut largement surestimé, il n'en demeure pas moins que les mesures actuelles plus précises confirment, au niveau des amas de galaxies, la présence importante de matière noire.

Dans cette section, nous évoquerons différentes mesures résultant d'observations à toute les échelles de l'Univers qui convergent vers la même conclusion : la matière dans l'Univers est majoritairement composée de particules inconnues, non relativistes, interagissant très peu avec la matière ordinaire et trahissant leur présence par leurs effets gravitationnels. On les regroupe sous l'appellation de matière noire non baryonique froide.

### 1.2.1 Au niveau galactique

La présence de matière noire à l'échelle des galaxies nous intéresse fortement car la détection directe de ces particules nécessite que celles-ci soient présentes dans la Voie lactée. La première étude ayant mis en évidence une masse manquante à cette échelle fût effectuée par V. Rubin [5] en 1970 lorsqu'elle étudia les courbes de vitesses de rotation d'étoiles au sein de la galaxie spirale d'Andromède. La mesure de la vitesse des étoiles peut être effectuée à partir du décalage vers le rouge (dû à l'effet Doppler) du spectre émis par les étoiles et par les gaz interstellaires abondants en hydrogène. Dans ce dernier cas, la raie à 21 cm caractéristique de la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène est utilisée. Son intérêt est double car les gaz interstellaires présentent une faible dispersion de vitesse et sont présents de surcroît bien au-delà du rayon visible de la galaxie. Il est ainsi possible d'établir le profil des vitesses  $v(r)$  tangentiels en fonction de leur éloignement au centre  $r$  de la galaxie au-delà du rayon lumineux. Dans l'approximation d'orbites circulaires, les lois de la mécanique Newtonienne aboutissent à la simple relation suivante :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.4)$$

où  $M(r) = 4\pi \int_0^r r'^2 \rho(r') dr'$  est définie comme la masse totale contenue dans le volume à symétrie sphérique de rayon inférieur à  $r$ . Une courbe de rotation typique de galaxie spirale est représentée en figure 1.1(gauche). On s'attend, de la luminosité observée, à ce qu'au-delà du rayon lumineux de la galaxie ( $r_0 \sim 4\text{kpc}$  pour NGC 6503),  $M(r)$  devienne sensiblement constant et donc à ce que  $v(r) \propto r^{-\frac{1}{2}}$ . Or, on observe une distribution de vitesse sensiblement constante [6] jusqu'à de très grandes valeurs de  $r$  et qui se vérifie avec des mesures plus récentes effectuées pour de nombreuses galaxies [7] (voir figure 1.1 de droite).

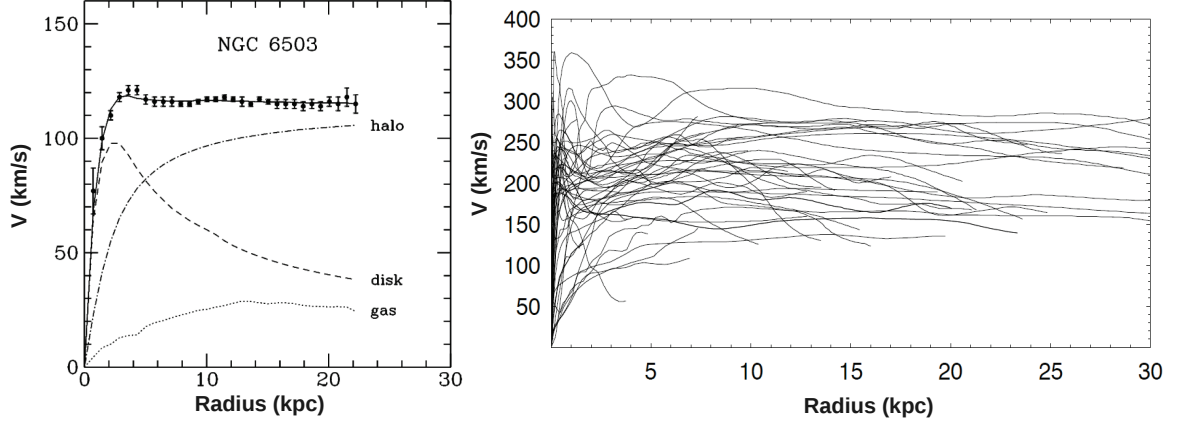


FIGURE 1.1: *Distribution de vitesses de rotation des étoiles au sein de galaxies. Figure de gauche : mesures effectuées au niveau de la galaxie NGC 6503 [6]. Figure de droite : compilation de mesures effectuées au niveau de différentes galaxies [7].*

Ces observations ne laissent place qu'à deux possibilités :

- les lois de Newton sont incomplètes. C'est l'hypothèse privilégiée des défenseurs de la théorie MOND [8] de la gravité modifiée.
- un halo de matière sombre de densité  $\rho(r) \propto r^{-2}$  englobe la galaxie. La masse de ce halo doit être significativement plus grande que la masse lumineuse et son rayon de l'ordre de 5 à 10 fois celui du rayon lumineux de la galaxie.

Evidemment, le titre même de cette thèse suggère implicitement que nous privilégierons cette seconde hypothèse. Au-delà de cela, la matière noire permet d'expliquer l'ensemble des observations que nous allons évoquer à toutes les échelles de l'Univers. Les mesures qui en découlent convergent de surcroît vers une valeur commune et précise de  $\Omega_{nb} = 0.265$  [9].

### 1.2.2 Au niveau des Amas de Galaxies

Comme précédemment évoqué, il est possible de déterminer la masse d'un amas de galaxies à partir de l'étude des dispersions de vitesses des galaxies en son sein, via le théorème du viriel [4] qui relie pour un système en équilibre thermique ses énergies potentielle  $\langle E_p \rangle$  et cinétique  $\langle E_c \rangle$  moyennes :

$$2 \langle E_c \rangle = - \langle E_p \rangle \quad (1.5)$$

La dispersion des vitesses mesurées permet de déterminer  $\langle E_c \rangle$  et le théorème du viriel d'en déduire  $\langle E_p \rangle$  pour remonter à la masse de l'amas.

Les gaz chauds interstellaires peuvent également être utilisés pour déterminer la masse d'un amas de galaxies. Ces mesures sont effectuées à partir de l'observation par satellite des rayons X émis par ces gaz. Le profil de leur distribution en température et densité permet de déduire la masse de l'amas.

Une autre possibilité consiste à utiliser le phénomène de lentille gravitationnelle. La théorie de la relativité générale décrit la manière dont un corps massif courbe l'espace-temps et dévie ainsi la trajectoire des rayons lumineux qui suivent les géodésiques. Considérons un observateur regardant en direction d'une galaxie lointaine tandis qu'un amas de galaxie se situerait sur sa ligne de visée. Dans une telle situation, où le champ gravitationnel de l'amas est suffisant pour défléchir les rayons lumineux en provenance de la galaxie, celui-ci agit à l'instar d'une lentille focale. La déformation de l'image engendrée par la lentille gravitationnelle permet d'évaluer la masse de l'amas responsable de la courbure de l'espace-temps. Une nouvelle fois, les études montrent que les déformations observées sont incompatibles avec la masse lumineuse.

### 1.2.3 Au niveau cosmologique

Les mesures les plus précises des différentes composantes de l'Univers nécessitent des observations à l'échelle cosmologique. Nous décrirons ici, brièvement, les différentes sondes qui existent et dont la compréhension nécessite d'évoquer en premier lieu les particularités de l'Univers à l'époque de la recombinaison. Celle-ci désigne la période ( $\sim 380\,000$  ans après le Big Bang) à laquelle l'Univers s'est suffisamment refroidi pour que les atomes d'hydrogène puissent se former. L'énergie de liaison de l'hydrogène étant de 13.6 eV, on pourrait naïvement penser que cette époque coïncide avec le moment où l'énergie moyenne des photons était de cet ordre de grandeur. Cependant, les photons étant  $\sim 10^9$  plus nombreux que les baryons, la recombinaison se produit lorsque le milliardième des photons les plus énergétiques ont une énergie  $\sim 13.6$  eV, soit une énergie moyenne de 0.3 eV. Avant la recombinaison, les photons avaient un très faible parcours moyen, interagissant très fortement par diffusion Thomson avec les électrons libres du plasma. Les électrons interagissant, quant à eux, fortement avec les baryons par interaction Coulombienne, l'ensemble présentait le comportement d'un fluide, un plasma de baryons, d'électrons et de photons. Lors de la recombinaison, la densité d'électrons libres chuta brutalement, laissant l'Univers transparent aux photons : on parle alors de découplage rayonnement-matière. Les photons, auparavant en équilibre thermique avec le plasma de matière, ont depuis lors et jusqu'à aujourd'hui pu se déplacer sans subir la moindre diffusion. Ce rayonnement, qui contient ainsi des informations sur l'état de l'Univers à cette époque lointaine, est communément connu sous le nom de fond diffus cosmologique. Nous allons voir que l'étude conjointe de ce rayonnement, des supernovae, des oscillations acoustiques de baryons et de la nucléosynthèse primordiale permet de déterminer avec une grande précision les différents paramètres physiques cosmologiques.

#### 1.2.3.1 Supernovae de type Ia (SNIa)

Les supernovae de type Ia (SNIa) sont des explosions thermonucléaires [10] de naines blanches. Ces dernières sont des étoiles très denses qui ont achevé leur cycle de vie normal et pour lesquelles les réactions nucléaires ont cessé. Lorsque celles-ci se situent au voisinage d'un autre astre, elles peuvent accréter la matière de l'étoile compagnon et accroître ainsi leur masse jusqu'à atteindre la masse de Chandrasekar (i.e.  $1.38 M_{\odot}$ ). La pression de dégénérescence ne permet alors plus de contrebalancer la gravité qu'exerce la naine blanche sur elle-même et la compression en son coeur devient telle qu'elle provoque l'allumage de

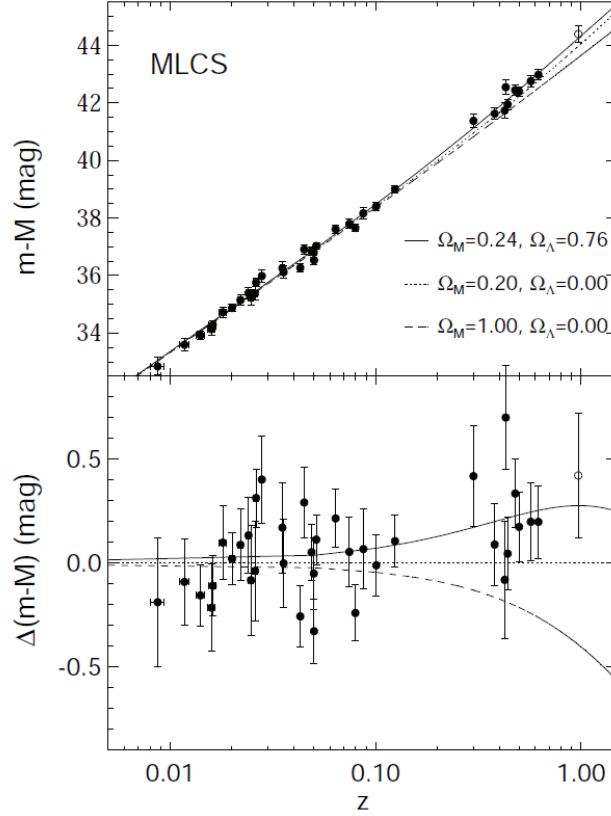


FIGURE 1.2: *Figure du haut : Module de distance  $m - M$  en fonction du décalage vers le rouge  $z$ . Les trois courbes correspondent à différentes compositions énergétiques de l'Univers. Figure du bas : Montre la différence entre les données et un modèle où l'Univers serait tel que  $\Omega_\Lambda = 0$  et  $\Omega_m = 0.2$  pour montrer explicitement le fait que les mesures à haut redshift favorisent un Univers majoritairement composé d'énergie noire [11].*

réactions de fusion nucléaire du Carbone la constituant. Il en résulte une explosion thermonucléaire extrêmement lumineuse. La magnitude absolue  $M$  est supposée sensiblement constante d'une SNIa à une autre car elles ont toutes une masse similaire ( $1.38 M_\odot$ ) : c'est pourquoi elles sont considérées comme des chandelles standard. Il est ainsi possible de mesurer la distance de ces supernovae à partir de leur magnitude apparente et de leur redshift  $z$ .

La figure 1.2 montre la distribution du module de distance  $d = m - M$  en fonction du décalage vers le rouge  $z$  obtenue à partir de mesures sur différentes SNIa. Les courbes représentent les distributions  $d(z)$  théoriques attendues pour différents couples  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ . On observe que les mesures, notamment pour les SNIa lointaines (haut  $z$ ), sont extrêmement sensibles à  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$ . Les résultats les plus récents de Supernova Cosmology Project [12] estiment que  $\Omega_\Lambda = 0.713^{+0.027}_{-0.029}(\text{stat})^{+0.036}_{-0.039}(\text{sys})$  dans l'hypothèse d'un Univers plat ( $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ ). Notons que c'est l'étude de ces supernovae de type Ia via les projets Supernova Cosmology Project [11] et High-Redshift Supernova Search Team [13] qui a, pour la première fois, permis de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'Univers.



### 1.2.3.2 Oscillations Acoustiques de Baryons (BAO)

Les BAO désignent des ondes acoustiques ayant eu lieu dans le plasma primordial et dues à des surdensités de matière apparues dans ce milieu homogène. Pour illustrer le phénomène, on considérera d'abord la toute première surdensité de matière apparue. L'attraction gravitationnelle tend à augmenter cette surdensité en attirant la matière environnante tandis que la pression de radiation exercée par les photons sur le plasma tend à contrecarrer cet effondrement gravitationnel. Ces forces antagonistes donnent lieu à des oscillations de densité de matière qui s'éloignent de manière sphérique du lieu d'origine de l'oscillation à une vitesse  $\sim 0.5 c$ . Par analogie, on peut considérer cette propagation de surdensité de matière comme une onde sonore dans l'air qui résulte de la propagation d'une différence de pression. C'est pourquoi ces oscillations de baryons sont qualifiées d'acoustiques. Au moment du découplage rayonnement-matière, la pression de radiation s'annule car les photons n'interagissent plus avec les atomes neutres formés. Ces derniers forment ainsi une coque de surdensité de baryons à un rayon donné (i.e. l'horizon sonore) par rapport au centre de la surdensité originelle. Les

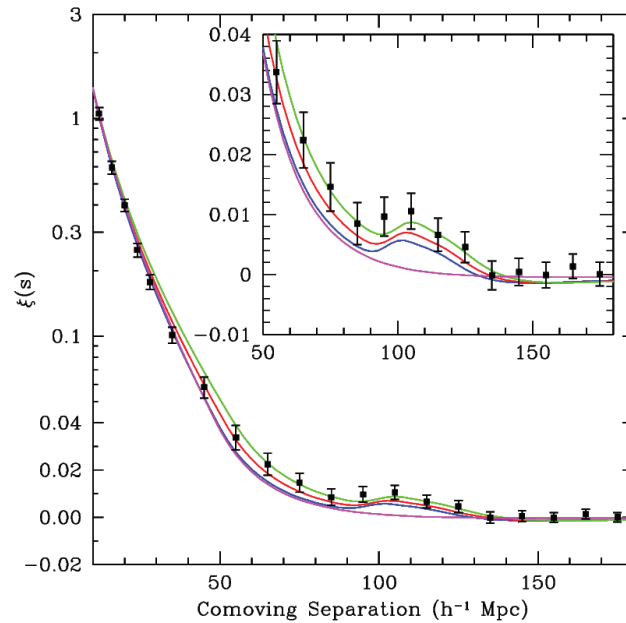


FIGURE 1.3: *Fonction de corrélation à deux points en fonction de la distance comobile (i.e. distance invariante avec l'expansion de l'Univers). Les données obtenues à partir de l'étude de 46748 galaxies cartographiées par SSD sont indiquées par des points noirs. Les courbes en traits pleins correspondent à divers scénarios  $(\Omega_m, \Omega_b)$  :  $(0.12, 0.024)$  en vert,  $(0.13, 0.024)$  en rouge,  $(0.14, 0.024)$  en bleu et  $(0.105, 0)$  en magenta (un Univers sans baryons). Figure extraite de [14]*

baryons, de même que la matière noire qui avait été laissée au centre (insensible à la pression de radiation), forment ainsi des surdensités de matière à l'endroit de la perturbation de départ et à son horizon sonore. Ces régions vont alors servir de localisation privilégiée à la formation de plus grandes structures telles que des galaxies et amas de galaxies par attraction gravitationnelle.



Nous avons considéré ici la résultante d’une surfluctuation de densité. On imagine bien que de nombreuses fluctuations en différents points de l’espace se traduisent par des oscillations acoustiques qui vont interférer entre elles. On s’attend néanmoins à ce que les galaxies soient préférentiellement séparées d’une distance équivalant à l’horizon sonore comme a pu le montrer le projet SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Une analyse statistique de la répartition des galaxies est rendue possible par l’étude de la fonction d’autocorrélation de la distribution de matière. Cette fonction de corrélation à deux points quantifie l’excès de probabilité, parmi deux galaxies sélectionnées au hasard, de les trouver distantes de  $r$  par rapport à une distribution moyenne uniforme. La figure 1.3 montre la fonction de corrélation à deux points en fonction de la distance comobile (i.e. distance invariante avec l’expansion de l’Univers). Les données sont obtenues à partir de l’étude de 46748 galaxies cartographiées par SSD. Les différentes courbes correspondent aux distributions théoriques attendues pour différents couples  $(\Omega_m, \Omega_b)$ . On observe que, dans un Univers sans baryon (courbe magenta), le second pic (représentatif de la coque de surdensité de baryon à l’horizon sonore des surdensités originelles) serait absent. L’amplitude de ce pic donne une contrainte sur  $\Omega_m$  relativement indépendante de celle de  $\Omega_\Lambda$ .

### 1.2.3.3 Fond diffus cosmologique (CMB)

Le fond diffus cosmologique ou “Cosmic Microwave Background” (CMB) est le rayonnement qui a été émis lors du découplage rayonnement-matière précédemment évoqué. Les photons du CMB contiennent des informations sur l’état de l’Univers à cette époque et nous parviennent depuis la surface de dernière diffusion. Celle-ci est définie comme la surface d’une sphère centrée sur nous et d’un rayon tel que les photons émis à cette époque ne nous parviennent que maintenant. Elle définit ainsi la limite de l’Univers observable puisque les photons ne pouvaient auparavant s’échapper du plasma primordial.

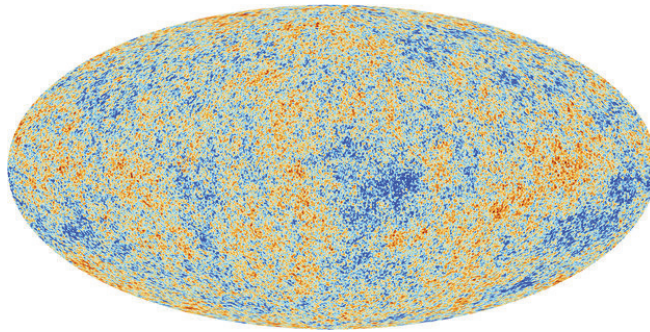


FIGURE 1.4: *Rayonnement du fond diffus cosmologique tel que mesuré par Planck. Le code couleur indique les fluctuations relatives de température  $\Delta T/T$*

Les photons libérés lors du découplage rayonnement-matière ayant été en équilibre thermique avec le plasma jusqu’à la recombinaison, le spectre associé est de type corps noir avec une température à l’époque de  $\sim 3000$  K qui nous parvient du fait de l’expansion de l’Univers avec une température mesurée de  $T = (2.725 \pm 0.001)$  K. Les inhomogénéités de densité de

matière dans le plasma primordial se traduisent par des anisotropies de température dans le spectre du CMB comme il est possible de le voir en figure 1.4 (les photons émis des zones de sur-densité ou sous-densité sont respectivement plus ou moins énergétiques et associés à une température plus ou moins élevée que la température moyenne). L'étude de ces anisotropies permet ainsi de déterminer la distribution de densité de matière  $\sim 380\,000$  ans après le Big Bang. Une telle étude fait intervenir la fonction de corrélation à deux points des fluctuations relatives de température  $\Delta T/T$ . Etant donné que l'étude de ces fluctuations porte sur la surface de dernière diffusion (de rayon fixe), la fonction de corrélation peut être décomposée en harmoniques sphériques.

Le spectre de puissance obtenu, représenté en figure 1.5, met en évidence l'intensité de ces anisotropies en fonction de l'échelle angulaire (des hautes valeurs de  $l$  équivalent à des petites échelles angulaires et vice versa). Les pics visibles sont dits acoustiques car ils témoignent du fait que les régions plus chaudes sont typiquement séparées d'une distance caractéristique de l'horizon sonore, suite aux BAO. La forme exacte du spectre dépend des différents paramètres physiques cosmologiques de manière complexe, paramètres que l'expérience Planck a pu contraindre en ajustant, par maximum de vraisemblance, le spectre théorique du modèle  $\Lambda$ CDM à celui mesuré.

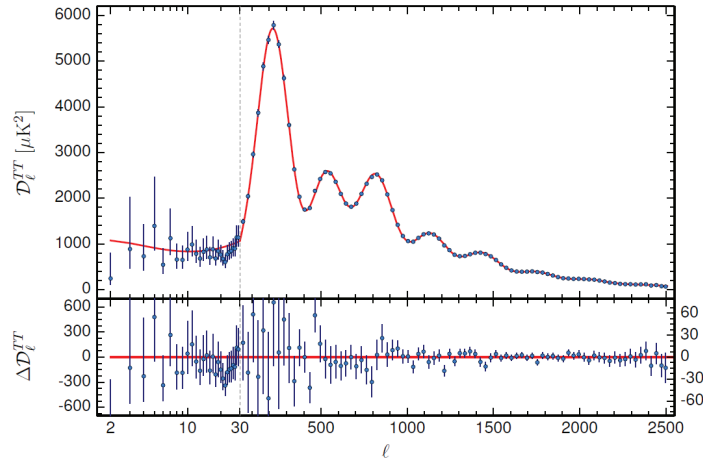


FIGURE 1.5: *Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB. La courbe rouge correspond au spectre théorique du modèle  $\Lambda$ CDM ajusté par maximum de vraisemblance. Figure extraite de [2]*

On indique juste à titre indicatif que l'amplitude des pics est fortement dépendante de  $\Omega_m$  et que le rapport d'amplitude du premier pic par rapport à ceux de plus haut moment dipolaire  $l$  varie lui avec  $\Omega_b$ . Notons que ce spectre est également extrêmement sensible à  $\Omega_k$  (i.e. à la courbure de l'Univers) défini tel que  $1 - \Omega_k = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_r$  via une translation globale du spectre selon la valeur de  $\Omega_k$ . Étonnamment, c'est cette dernière dépendance qui fait pourtant intervenir la notion complexe de courbure de l'Univers qui se comprend le plus simplement. La figure 1.6 schématise, pour un observateur scrutant une portion de la surface de dernière diffusion (représentée par la courbe noire), l'influence de  $\Omega_k$  sur l'angle apparent.

Une valeur de  $\Omega_k$  supérieure à celle mesurée se serait traduite par une translation globale du spectre de puissance à de plus grandes valeurs de  $l$  (plus faibles valeurs de  $\theta$ ) car l'angle apparent correspondant aux distances typiques qui séparent les régions de sur-densité aurait été plus faible.

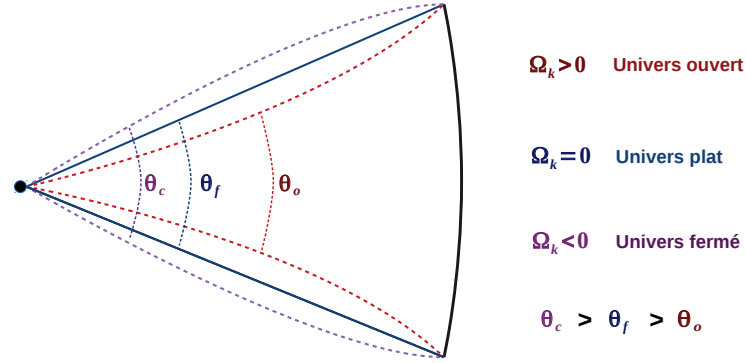
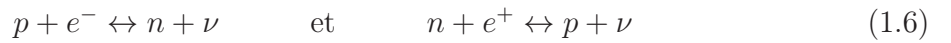


FIGURE 1.6: Influence de la courbure de l'Univers sur l'angle apparent  $\theta$  de la portion de surface de dernière diffusion observée (représentée par la courbe noire et pour un observateur schématisé par le point noir).  $\theta_c$ ,  $\theta_f$  et  $\theta_o$  correspondent respectivement à l'angle apparent pour un Univers fermé  $\Omega_k < 0$ , plat  $\Omega_k = 0$  et ouvert  $\Omega_k > 0$ .

#### 1.2.3.4 Nucléosynthèse du Big Bang (BBN)

La nucléosynthèse du Big Bang (BBN), ou nucléosynthèse primordiale, réfère à la création des éléments légers ( $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  et  $^7\text{Li}$ ) ayant eu lieu dans les  $\sim 20$  premières minutes de l'histoire de l'Univers [15]. Dans les premières secondes qui suivent le Big Bang, les neutrons et protons sont maintenus en équilibre thermique via les réactions :



Le rapport de densité de protons et de neutrons ( $n/p$ ) était alors fixé par la température :  $n/p \propto \exp(-Q/T)$  où  $Q = 1.293$  MeV est la différence de masse neutron-proton. Lorsque le taux d'expansion de l'Univers est devenu grand devant le taux d'inter-conversion neutron-proton, l'équilibre thermique s'est rompu à une valeur  $n/p \sim 1/6$ . La désintégration  $\beta$  des neutrons a alors abaissé ce rapport jusqu'à une valeur de  $n/p \sim 1/7$  à l'instant où les réactions nucléaires ont commencé [16]. Avant cette perte d'équilibre thermique, les protons et neutrons ne faisaient pas que s'inter-converter mais fusionnaient également pour former du Deutérium :  $p + n \leftrightarrow D + \gamma$ . Les photons cosmiques avaient cependant une énergie telle que le Deutérium se dissociait avant de pouvoir capturer un neutron ou un proton. Le Deutérium n'avait ainsi pas le temps de former des noyaux disposant d'une énergie de liaison suffisante pour éviter la photo-dissociation. Quelques minutes après le Big Bang, la température a suffisamment chuté ( $T \sim 0.1$  MeV) pour que la fraction de photons ayant une énergie supérieure à l'énergie de liaison du Deutérium  $\Delta D = 2.3$  MeV soit inférieure à l'unité. Les réactions nucléaires commencent alors, principalement  $D(p, \gamma)^3\text{He}$  et  $^3\text{He}(D, p)^4\text{He}$  et la

plupart des neutrons finissent ainsi sous la forme d' ${}^4\text{He}$ . Les éléments plus lourds sont formés en très faible quantité car il n'y a pas d'élément stable ayant un numéro atomique  $A = \{5, 8\}$  (les réactions  $n+{}^4\text{He}$ ,  $p+{}^4\text{He}$  et  ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$  ne permettent donc pas de former des éléments stables) et la barrière de Coulomb importante des réactions  ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$  et  ${}^3({}^4\text{He}+{}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$  bloque la nucléosynthèse d'éléments plus lourds. Au bout d'environ 20 minutes, la température de l'Univers a suffisamment chuté pour que les barrières de Coulomb empêchent toute réaction nucléaire. L'abondance des éléments légers est ainsi figée depuis lors.

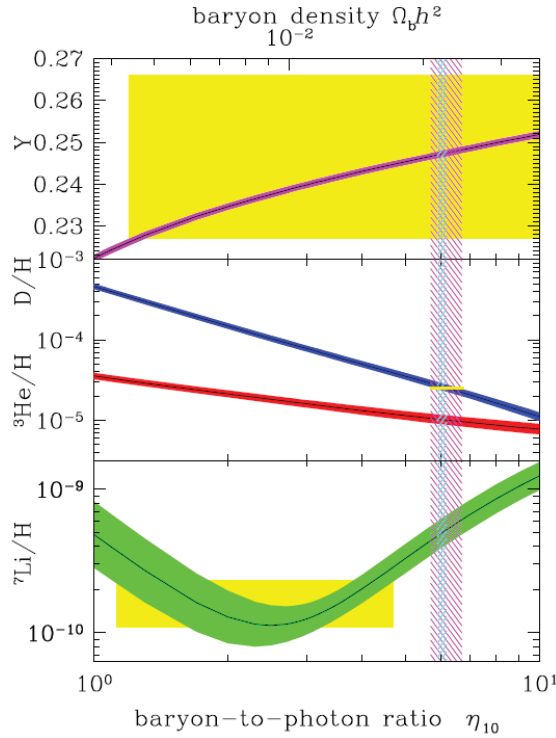


FIGURE 1.7: Abondances de  ${}^2\text{H}(\text{D})$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  selon le modèle standard de la nucléosynthèse du Big Bang. Les boîtes correspondent aux mesures à 95%CL sur l'abondance actuelle de ces éléments. La bande verticale large (rose) indique la densité baryonique  $\Omega_b h^2$  mesurée via le CMB et la bande étroite verticale (bleue) la mesure à 95%CL obtenue en combinant la prédiction de la nucléosynthèse du Big Bang et la mesure à partir du CMB. Figure extraite de [16].

Ces abondances dépendent fortement du taux d'interactions nucléaires et donc de la densité de baryons. Etant donné que cette densité décroît avec l'expansion de l'Univers ( $\propto a^{-3}$ ), il est pratique de la comparer à la densité de photons  $\eta = n_A/n_\gamma$  car le rapport des deux est conservé au cours du temps. Ce rapport étant très faible, il est courant de l'indiquer comme  $\eta_{10} = 10^{10} n_A/n_\gamma$ . L'abondance des divers éléments est indiquée en figure 1.7 en fonction de  $\eta_{10}$ . La mesure de l'abondance des différents noyaux légers permet de contraindre le rapport  $\eta_{10}$  et la densité de photons est directement déduite du CMB : la contrainte sur  $\eta_{10}$  se traduit ainsi par une contrainte sur  $\Omega_b$  [16] telle que  $0.021 < \Omega_b h^2 < 0.025$ .<sup>1</sup>

1. la constante  $h$  est définie telle que  $H_0 = 100 h \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ .

### 1.2.3.5 Combinaison des contraintes sur les paramètres cosmologiques

Nous avons vu que les différentes sondes astrophysiques sont plus ou moins adaptées pour contraindre certains paramètres physiques cosmologiques en particulier. Leur combinaison permet toutefois de déterminer avec une grande précision le contenu en énergie et matière [12]. On peut voir en figure 1.8 les contraintes représentées dans le plan  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$  obtenues à partir de l'étude des supernovae SNIa (en bleu), du fond diffus cosmologique (en orange) et des BAO (en vert). Le contour gris représente la combinaison de ces trois contraintes.

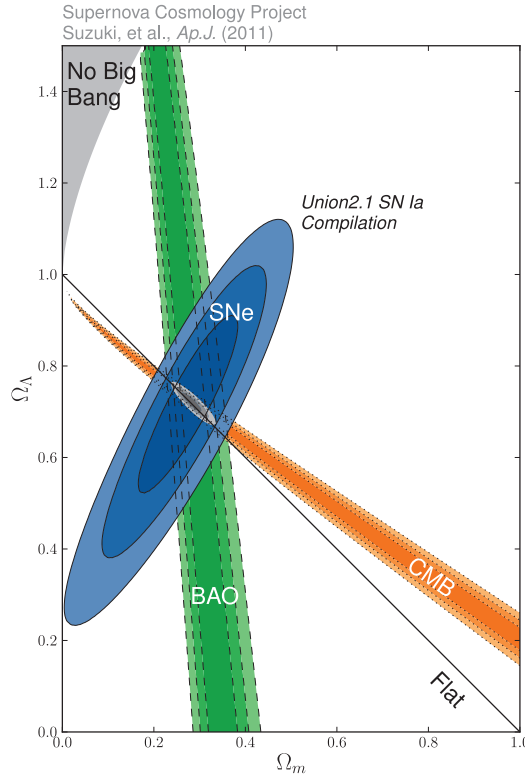


FIGURE 1.8: Contours à 68.3 %CL, 95.4 %CL et 99.7 %CL (sans les erreurs systématiques) sur les contraintes de  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  obtenues à partir du CMB (en orange), des BAO (en vert) et des SNe (en bleu). Figure extraite de [17].

On observe que l'étude des BAO qui permet de contraindre  $\Omega_b$  et  $\Omega_m$  est assez peu sensible à  $\Omega_\Lambda$ . En ce qui concerne les supernovae, on observe que les mesures associées sont principalement sensibles à  $\Omega_\Lambda - \Omega_m$ , ce qui peut se comprendre, comme nous l'avons précédemment évoqué, par les effets antagonistes qu'ont l'énergie noire et la matière sur la vitesse des objets célestes en fonction de la distance qui nous en sépare. Enfin, le fond diffus cosmologique est particulièrement sensible à  $\Omega_k$  et à  $\Omega_\Lambda/\Omega_m$  et permet une mesure extrêmement précise de  $\Omega_r$ . Dans l'hypothèse d'un Univers plat  $\Omega_k = 0$ , l'expérience Planck peut ainsi, à elle seule, contraindre l'ensemble des paramètres physiques cosmologiques avec une grande précision. Les résultats récents [2] obtenus sans faire d'hypothèse sur  $\Omega_k$  semblent indiquer un Univers plat ( $|\Omega_k| < 0.005$ ) où  $\Omega_\Lambda = 0.692 \pm 0.012$ ,  $\Omega_m = 0.308 \pm 0.012$ ,

$\Omega_b h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$  et  $\Omega_{nb} h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$ . Une fraction importante de l'Univers ( $\sim 26.5\%$ ) serait ainsi composée d'une matière noire non baryonique et exotique au sens où elle est nécessairement constituée de particules non prédites par le modèle standard de la physique des particules.

## 1.3 La nature de la matière noire

Au vu de l'ensemble des observations qui viennent d'être évoquées, l'existence de la matière noire, et plus précisément sous une forme non baryonique, laisse peu de place au doute. Toutefois, sa nature reste encore véritablement inconnue. Dans cette section, nous décrirons les propriétés que doivent respecter toutes particules postulant au titre de constituant de la matière noire non baryonique et présenterons les candidats les plus probables.

### 1.3.1 Contraintes issues de la formation des structures

L'étude de la formation des structures tend à privilégier un mécanisme selon lequel les petites structures telles que les gaz et étoiles sont à l'origine de la formation des plus grandes structures telles que les amas et super-amas de galaxies. Un tel mécanisme est dénommé *bottom-up* en opposition au mécanisme *top-down* où ce sont les grandes structures qui se seraient préalablement formées et qui se seraient par la suite divisées en de plus petites structures telles que les galaxies. Dans un scénario *top-down* qui semble défavorisé, la matière noire est nécessairement chaude (i.e. relativiste) au moment de la formation des structures afin que la pression de radiation permette l'effacement des sur-densités de matière à petite échelle. La matière noire devrait donc être froide (i.e. non relativiste) et suffisamment massive pour amplifier les sur-densités de matière primordiales. Notons que le neutrino du modèle standard était nécessairement ultra-relativiste à cette époque, du fait de sa faible masse  $m_\nu < 2$  eV et qu'il ne peut ainsi constituer une composante à la matière noire froide.

### 1.3.2 Contraintes issues de la densité relique

La densité de particules de matière noire  $n_w$  dans l'Univers dépend de sa température  $T$ . Du simple fait de l'expansion de ce dernier,  $n_w \propto a^{-3}$  et donc  $n_w \propto T^{-3}$ . C'est pourquoi la notion de densité comobile  $Y \equiv n_w/T^3$  est couramment employée de telle sorte que si le nombre de particules est inchangé, il en va de même de  $Y$ . Lorsque l'Univers était suffisamment chaud pour que  $k_B T > m_W c^2$ , les particules de matière sombre pouvaient à la fois être créées et s'annihiler. En considérant ces particules en équilibre thermique avec le plasma primordial, le nombre de particules de matière noire (et donc  $Y$ ) suivait une distribution de Maxwell-Boltzman  $Y \propto e^{-m_W/T}$ . Lorsque l'Univers s'est suffisamment refroidi pour que  $k_B T < m_W c^2$ , les particules de matière noire ne pouvaient plus être produites mais continuaient de s'annihiler. En l'absence d'un processus mettant fin à cette suppression des particules de matière noire, la densité comobile tend progressivement vers une valeur nulle telle que représentée sur la figure 1.9 en traits pointillés. Toutefois, du fait de l'expansion de l'Univers, le taux d'interactions d'annihilation  $\Gamma = \langle \sigma_{ann} v \rangle n_W$  est de plus en plus faible et arrive un stade où l'Univers s'est suffisamment étendu pour que la probabilité qu'une



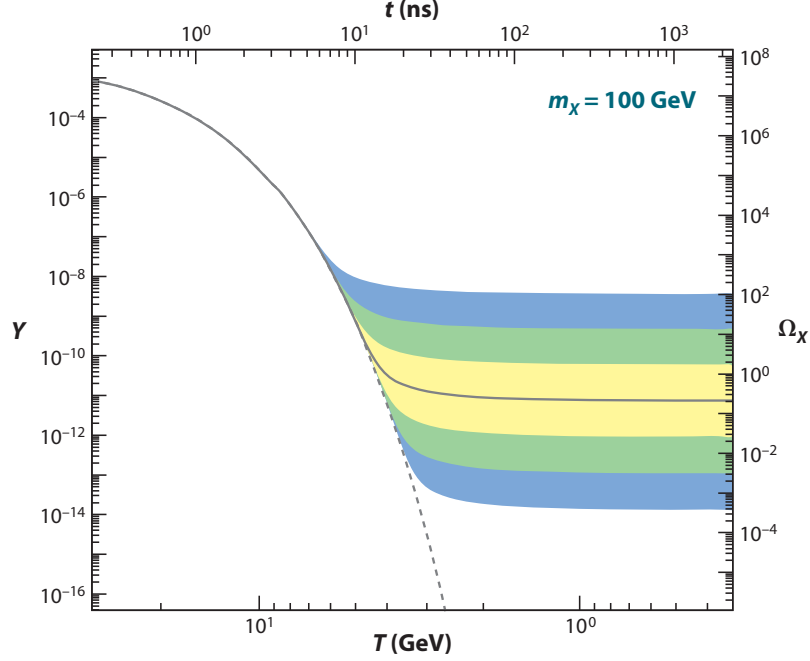


FIGURE 1.9: Densité comobile  $Y$  (à gauche) et densité relicue  $\Omega_X$  (à droite) correspondant à une particule de masse  $m_X = 100\text{GeV}$  en fonction du temps (en haut) et de la température (en bas). La ligne en trait plein correspond à une section efficace d'annihilation qui fournit la densité relicue correcte (i.e.  $\Omega_X = 0.3$ ). Les contours de couleur jaune, verte et bleue correspondent à des sections efficaces d'annihilation qui diffèrent respectivement d'un facteur 10,  $10^2$  et  $10^3$ . La courbe en traits pointillés correspond au cas de figure où les particules seraient restées en équilibre thermique. Figure extraite de [18].

particule de matière noire rencontre son antiparticule devient tellement faible que la densité de particules  $Y$  se fige : c'est ce que l'on appelle communément le freeze-out. La densité de particules étant alors restée inchangée jusqu'à nos jours, on la dénomme densité relicue. Typiquement, le freeze-out se produit lorsque le taux d'interaction d'annihilation devient inférieur au taux d'expansion de l'Univers soit  $\Gamma \sim H$ . Une solution approximée de l'équation de Boltzmann [19] donne lieu à la relation simple suivante :

$$\Omega_W h^2 = \frac{m_W n_w}{\rho_c} = \frac{3 \times 10^{-27}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1.7)$$

Pour obtenir une densité relicue en accord avec les mesures actuelles de  $\Omega_{nb} \sim 0.3$ , il faut que  $\langle \sigma_{ann} v \rangle \sim 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$  soit l'ordre de grandeur typique de l'interaction faible. On observe qu'aucune contrainte n'est imposée sur la masse de la particule de matière noire à ce stade. Cependant, dans la plupart des théories, la section efficace d'annihilation est  $\propto m_W^{-2}$ . La figure 1.9 montre, pour une particule de matière noire d'une masse de 100 GeV, comment la section efficace  $\sigma_{ann}$  influe sur la valeur de densité relicue : les contours jaunes verts et bleus indiquent l'évolution de  $Y$  pour des sections efficaces s'écartant d'un à trois ordres de grandeur de la section efficace permettant d'obtenir la densité relicue correcte (la

courbe correspondant à cette dernière est représentée en trait plein gris). On comprend bien que la densité relique permet ainsi de contraindre énormément l'établissement de modèles proposant un candidat à la matière noire. Tout candidat étant produit de manière thermique doit respecter la relation (1.7). On note toutefois que cette contrainte n'est pas véritablement restrictive quant à la masse de la particule.

### 1.3.3 Les candidats WIMPs à la matière noire froide non baryonique

#### 1.3.3.1 Propriétés des WIMPs

A la vue de l'ensemble des considérations précédentes, il apparaît qu'une particule candidate au titre de matière noire non baryonique doit respecter un certain nombre de propriétés :

- cette particule est nécessairement neutre de charge, sans quoi elle serait visible via son interaction électromagnétique.
- elle doit interagir extrêmement faiblement avec la matière ordinaire, sans quoi nous l'aurions déjà détectée.
- elle doit être stable à l'échelle de l'âge de l'Univers, sans quoi nous ne verrions plus ses effets gravitationnels dans les galaxies et amas de galaxies.
- elle doit être suffisamment massive pour être non relativiste lors de la formation des structures.
- elle doit posséder une densité relique compatible avec les mesures de  $\Omega_{nb}$  si elle est produite de manière thermique.

Les candidats qui respectent l'ensemble de ces conditions se regroupent sous le terme générique de **WIMPs** (**W**eakly **I**nteractive **M**assive **P**articles), c'est à dire des particules massives interagissant faiblement. Le terme "faiblement" ne fait pas spécifiquement référence à l'interaction faible mais à toute interaction ayant un ordre de grandeur similaire.

Notons que le modèle standard ne comprend pas de particule respectant l'ensemble des critères cités ci-dessus. Il fut un temps où le neutrino était considéré mais les contraintes issues de la formation des structures ont exclu cette hypothèse. L'appellation "non baryonique" fait ainsi implicitement référence à une particule de nature exotique, c'est à dire non prédite par le modèle standard de la physique des particules.

#### 1.3.3.2 Lien avec la physique des particules

En dépit des nombreux succès du modèle standard, ce dernier possède des lacunes nécessitant le développement de théories supplémentaires, que l'on appelle "au-delà du modèle standard". Ces théories, telle que la supersymétrie [19] ou les dimensions supplémentaires de Kaluza-Klein [20] par exemple, introduisent de nouvelles particules élémentaires qui permettent de stabiliser la masse du boson de Higgs et d'unifier les constantes de couplage [21]. Il se trouve que ces théories prédisent des particules de type WIMP, démontrant d'une convergence entre les problèmes du modèle standard de la physique des particules et des observations astrophysiques et cosmologiques. C'est d'ailleurs pour cette raison que la matière noire est également activement recherchée au LHC (cf. 1.4.3). Cependant, le candidat



le plus favorisé jusqu'à présent, le neutralino supersymétrique  $\tilde{\chi}_1^0$ , est mis à mal avec les contraintes actuelles provenant du LHC. Il existe des alternatives telles que la matière noire asymétrique [22], postulant l'existence d'un secteur "sombre" caractérisé par l'existence de nouvelles particules dont la plus légère  $\sim 1 - 10$  GeV, est stable et reliée au rapport des densités reliques (matière baryonique/matière non baryonique). Il s'agit d'un des candidats les plus motivés pour la recherche de matière noire légère à laquelle les expériences cryogéniques permettraient d'avoir accès (cf. chapitre 5).

## 1.4 Principes de détection

Il existe trois grandes voies de détection de la matière noire, telles que représentées en figure 1.10. La détection indirecte est dédiée à la mesure des produits de l'annihilation de deux WIMPs ( $\chi$ ) en particules du modèle standard (SM). La détection directe, quant à elle, s'intéresse à la diffusion élastique d'un WIMP avec un noyau de l'absorbeur. Enfin, la matière noire peut également être produite au sein de collisionneurs tels que le LHC. Dans cette section, nous présenterons de manière succincte quelques particularités de ces différentes méthodes de détection. Une attention particulière sera portée, par la suite, à la détection directe qui est la méthode employée par la collaboration EDELWEISS.

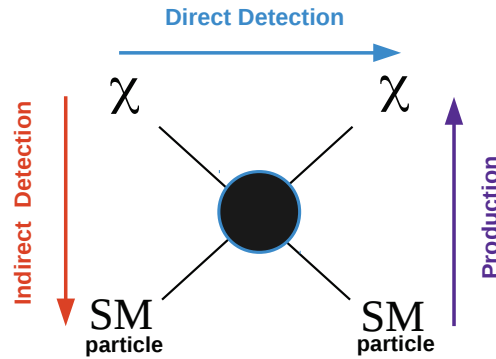


FIGURE 1.10: Schématisation simplifiée des différentes méthodes de détection.  $\chi$  et *SMparticle* font respectivement référence aux particules de matière noire et du modèle standard.

### 1.4.1 Détection directe

Nous ne décrivons ici que très brièvement la détection directe [23] qui sera explicitée plus en détail en section 1.5. Cette méthode est principalement basée sur la mesure de l'énergie du recul nucléaire induit par diffusion élastique d'un WIMP dans l'absorbeur du détecteur. Les détecteurs étant sensibles à différents types de particules, les expériences sont situées dans des laboratoires souterrains pour se protéger des rayonnements cosmiques. A partir du nombre d'événements observés, de leur distribution en énergie de recul, voire angulaire (détection directionnelle), il est possible de contraindre fortement la section efficace d'interaction des WIMPs en fonction de leur masse. La grande difficulté de cette méthode vient du bruit de

fond ( $\gamma$ ,  $\beta$ ) important qui nécessite des méthodes de discrimination de ces événements pour être sensible au faible taux d'événements WIMPs attendu. Nous verrons que les différentes expériences de détection directe se distinguent par les méthodes employées à cette fin mais également par leur sensibilité à l'interaction dépendante, ou non, du spin des WIMPs.

### 1.4.2 Détection indirecte

La détection indirecte [24] consiste à mesurer les particules du modèle standard issues, soit directement de l'annihilation d'un WIMP et de son antiparticule, soit de l'hadronisation et/ou désintégration des produits d'annihilation. Les expériences de détection indirecte peuvent être distinguées en trois grandes catégories selon le type de particules qu'elles cherchent à détecter pour mettre en évidence l'annihilation de matière noire : des neutrinos, des rayons  $\gamma$  ou encore des antiparticules ( $e^+$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{D}$ ). Les taux d'annihilation étant nécessairement plus importants dans les régions de forte densité de matière noire, les expériences de détection indirecte se focalisent préférentiellement sur des zones telles que le centre galactique ou des galaxies naines sphéroïdes.

#### Les rayons $\gamma$

L'annihilation de matière noire peut produire des photons  $\gamma$  détectables par des télescopes terrestres ou embarqués. Ces photons peuvent directement provenir de réactions du type  $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$  qui se traduisent par l'observation d'une raie dans le spectre en énergie proche de la masse du WIMP ou bien par un continuum dans le cas de réactions secondaires comme la désintégration de pions issus de l'hadronisation des produits d'annihilation. Ces rayons  $\gamma$  peuvent être détectés par des expériences comme HESS[25] ou MAGIC [26] capables de détecter la lumière Cherenkov produite par les gerbes électromagnétiques issues de la pénétration dans l'atmosphère d'un  $\gamma$  de haute énergie. En utilisant des réseaux de Télescopes à Imagerie Cherenkov Atmosphérique (IACT), ces expériences sont capables de déterminer l'énergie, la direction et la nature du rayon cosmique. Différentes sources astrophysiques sont étudiées comme le centre galactique [25] ou encore des galaxies naines sphéroïdales [27]. Pour ces dernières, le signal attendu est bien moindre qu'au centre de la galaxie mais le rapport signal/bruit attendu est meilleur. Les télescopes terrestres sont typiquement sensibles à l'annihilation de WIMPs de masses allant de  $\sim 100$  GeV à plusieurs dizaines de TeV. Cependant, pour des masses inférieures à  $\sim 400$  GeV, le télescope spatial de l'expérience Fermi-LAT [28] permet de mettre des contraintes plus importantes sur le taux d'annihilation des WIMPs [29].

#### Les neutrinos

Les expériences basées sur la détection de neutrinos pour mettre en évidence l'annihilation de WIMPs se focalisent préférentiellement sur le Soleil. En effet, les WIMPs sont capturés par les objets massifs tels que les étoiles et planètes via diffusion élastique sur les noyaux légers les constituant. Ce processus d'interaction, se traduit par une perte d'énergie des WIMPs qui les lie gravitationnellement à l'objet céleste. Le Soleil est une cible privilégiée car il est à la fois assez proche de nous et suffisamment massif pour que le flux de neutrinos issus de l'annihilation des WIMPs soit en théorie détectable [30]. Les expériences

actuelles sont Super-Kamiokande [31], IceCube [32] et ANTARES [33] qui emploient de grands volumes d'eau ou de glace instrumentés par des photomultiplicateurs. L'interaction d'un neutrino par courant chargé produit des leptons chargés relativistes qui sont détectés par la lumière Cherenkov qu'ils produisent dans le milieu. Une information sur la direction des leptons produits est également extractible et permet de discriminer les neutrinos solaires de ceux issus de la pénétration du rayonnement cosmique dans l'atmosphère. On note que le taux d'annihilation des WIMPs est relié à la concentration de matière noire au centre du Soleil qui dépend, elle, de la capture des WIMPs par leur interaction sur l'hydrogène. Ainsi la recherche de neutrinos solaires, contrairement aux autres voies de détection indirecte, est également sensible à l'interaction WIMP-nucléon à la fois spin-indépendante et spin-dépendante. On note toutefois que ces limites sont très dépendantes des rapports d'embranchement des canaux d'annihilation méconnus et qu'elles doivent donc être interprétées avec prudence. Enfin, le seuil de détection des leptons par effet Cherenkov impose des limites sur l'énergie des neutrinos solaires issus de l'annihilation des WIMPs et par suite sur leur masse. Ils sont actuellement typiquement de l'ordre de 1-100 GeV selon les expériences et les scénarios considérés.

### la recherche d'antimatière

La mesure d'un excès d'antimatière ( $e^+$ ,  $p^+$ ,  $\bar{D}$ ) en regard du bruit de fond attendu pourrait être expliqué par l'annihilation de matière noire. Les canaux d'annihilation généralement considérés sont ceux de la recherche d'excès en antiproton ou positron. L'expérience en ballon HEAT [34] a observé un excès significatif de positrons ( $e^+/(e^+ + e^-)$ ) aux alentours de 10 GeV. Cet excès a été confirmé par l'expérience PAMELA [35] (dont l'instrument est fixé à un satellite) sur une gamme d'énergie de 10 GeV à 100 GeV ainsi que par l'expérience AMS-02 [36] montée sur la station spatiale internationale et qui a récemment reporté un excès sur une gamme en énergie de 0.6 GeV à 250 GeV. Cependant, leur interprétation physique ne nécessite pas nécessairement d'invoquer l'annihilation de matière noire [37] et peut s'expliquer, entre autres, par la présence d'un pulsar. Une forte signature expérimentale pourrait être fournie par les anti-deutons pour lesquels le signal attendu de l'annihilation de WIMPs est de plusieurs ordres de grandeur supérieur au bruit de fond, en deçà de 3 GeV/ $n$  [38].

### 1.4.3 Production au LHC

Le LHC [39] (Large Hadron Collider) est un grand collisionneur de hadrons localisé au CERN et initialement conçu pour atteindre une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Avant sa mise à l'arrêt de deux ans, jusqu'à début 2015, le LHC était parvenu à atteindre, en 2012, une luminosité intégrée de  $\sim 23 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 8$  TeV [40]. Deux expériences, CMS [41] et ATLAS [42], opèrent avec un double objectif commun : effectuer des mesures de précision sur les paramètres du modèle standard et explorer les vastes signaux possibles de nouvelle physique comme la supersymétrie. Ces expériences se sont distinguées par la découverte d'une nouvelle particule scalaire de masse  $\sim 125$  GeV [43][44] qui a vraisemblablement les propriétés du boson de Higgs prédit par le modèle standard, mais n'ont pas mesuré de signaux représentatifs d'une physique au-delà du modèle standard.

La matière noire peut être produite au LHC par des collisions proton-proton et détectable par une énergie manquante transverse dans la réaction. Les interactions de simple production de paires de WIMPs n'étant pas détectables, celles mesurées mettent nécessairement en jeu l'émission, dans l'état initial ou final, un  $\gamma$ , un gluon ou encore un boson  $Z$  ou  $W$ . Dans le cadre d'une théorie des champs effective [45], il est possible d'interpréter les résultats en termes de limites supérieures sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon pour permettre une comparaison avec les résultats des expériences de détection directe. De manière générale, ATLAS [46] et CMS [47] sont extrêmement compétitifs avec ces dernières pour ce qui concerne l'interaction dépendante du spin pour des WIMPs de l'ordre de [1 GeV, 1 TeV]. Cependant, pour l'interaction indépendante du spin, ce n'est véritablement qu'en dessous d'environ 6-10 GeV que le LHC pose des contraintes fortes en regard des limites obtenues par les expériences de détection directe [40]. Notons que les contraintes imposées sur les caractéristiques des WIMPs sont, contrairement aux expériences de détection directe, fortement dépendantes du modèle de physique des particules considéré. Nous noterons également que la découverte de WIMPs par production au LHC permet une mesure précise de leur masse mais ne permet pas de valider leur présence au sein du halo galactique que seule la détection directe rend possible. Cela souligne la complémentarité des différentes méthodes existantes.

## 1.5 La détection directe

Dans cette section, nous nous intéresserons aux différents aspects de la détection directe qui est la méthode employée par l'expérience EDELWEISS-III. Comme nous l'avons brièvement évoqué, cette technique vise à mettre en évidence la diffusion élastique d'un WIMP sur un noyau de l'absorbeur d'un détecteur. Cette interaction se traduit par un recul nucléaire dont l'énergie est directement mesurable. La section efficace d'un WIMP avec la matière ordinaire étant très faible, les taux d'événements attendus le sont également et nécessitent de grandes expositions des détecteurs. Nous verrons, dans un premier temps, comment déterminer le spectre en énergie de recul théorique des WIMPs et discuterons les contraintes expérimentales qui y sont associées. Nous présenterons ensuite les différentes méthodes de détection directe qui existent et qui se distinguent principalement par la manière dont elles traitent le bruit de fond, problématique commune à toutes les expériences de détection d'événements rares.

### 1.5.1 Interaction des WIMPs avec la matière ordinaire

Pour construire le spectre de recul théorique des WIMPs, nous devons, dans un premier temps, déterminer leur section efficace d'interaction avec la matière baryonique. Les WIMPs, supposés non relativistes, diffusent de manière élastique sur les noyaux cibles constitutifs de l'absorbeur du détecteur. Nous considérerons dans cette sous-section la section efficace d'interaction indépendamment du moment transféré  $\vec{q}$  à la cible. Selon la nature scalaire ou axiale de l'interaction, la section efficace est respectivement dite spin-dépendante ou spin-indépendante.

### 1.5.1.1 Section efficace d'interaction spin-indépendante

La section efficace d'interaction spin-indépendante des WIMPs sur un noyau  ${}_Z^AX$  est donnée par la relation suivante [48] :

$$\sigma_{W-A}^{SI} = \frac{4\mu_A^2}{\pi} (Zf_p + (A-Z)f_n)^2 \quad (1.8)$$

où  $\mu_A$  est la masse réduite WIMP-noyau,  $f_p$  et  $f_n$  sont respectivement les couplages effectifs de l'interaction scalaire sur un proton et un neutron. Dans la plupart des modèles  $f_p \sim f_n$ , si bien que l'expression (1.8) devient :

$$\sigma_{W-A}^{SI} = \frac{4\mu_A^2}{\pi} f_n^2 A^2 \quad (1.9)$$

Les expériences de détection directe étant équipées d'absorbeurs de numéros atomiques différents, la comparaison des résultats obtenus est effectuée sur la base de la section efficace d'interaction des WIMP-nucléon  $\sigma_{W-n}^{SI}$ . Celle-ci est trivialement obtenue à partir de l'équation 1.9 avec  $A = 1$  et  $\mu_A = \mu_n$ , où  $\mu_n$  est la masse réduite WIMP-nucléon. On peut ainsi exprimer la section efficace d'interaction WIMP-noyau à laquelle les expériences sont sensibles en fonction de  $\sigma_{W-n}^{SI}$  :

$$\sigma_{W-A}^{SI} = \frac{\mu_A^2}{\mu_n^2} A^2 \sigma_{W-n}^{SI} \quad \text{où} \quad \sigma_{W-n}^{SI} = \frac{4\mu_n^2}{\pi} f_n^2 \quad (1.10)$$

Etant donné que  $\mu_A^2/\mu_n^2$  est typiquement proportionnel à  $A^2$ ,  $\sigma_{W-A}^{SI} \propto \sigma_{W-n}^{SI} A^4$ . On comprend bien que les absorbeurs à numéro atomique élevé sont ainsi à privilégier.

### 1.5.1.2 Section efficace d'interaction spin-dépendant

En ce qui concerne l'interaction spin-dépendant, la section efficace d'interaction est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_{W-A}^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_A^2 \frac{J+1}{J} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \quad (1.11)$$

où  $a_p$  et  $a_n$  sont respectivement les couplages effectifs de l'interaction axiale sur un proton et un neutron,  $G_F$  est la constante de Fermi,  $\langle S_{p,n} \rangle$  correspond à la valeur moyenne du spin des protons et neutrons dans le noyau et  $J$  correspond au moment angulaire total du noyau cible.

On observe que l'interaction cohérente des WIMPs avec le noyau ne se traduit pas par une dépendance quadratique avec le spin des nucléons individuels à l'instar de l'interaction spin-indépendante où la contribution de chaque nucléon, s'additionnant dans l'élément de matrice, se traduit par une dépendance en  $A^2$  de la section efficace. L'équation 1.11 montre que la section efficace spin-dépendant dépend du spin net du noyau et des contenus en spin. Dans le cadre du modèle en couches nucléaire, on comprend bien que les cibles possédant un nombre pair de protons et de neutrons (comme l'Argon) et donc un spin nul ne permettent pas d'être sensibles à ce type d'interaction. La plupart des cibles employées dans le cadre de la détection directe spin-indépendante comme le Ge, Si et le Xe ont un nombre pair de

protons et sont ainsi insensibles à l'interaction spin-dépendant sur proton. Toutefois, si la fraction d'isotopes présentant un nombre impair de neutrons est suffisamment conséquente, elles peuvent alors être sensibles à l'interaction spin-dépendant sur les neutrons. C'est là une des raisons pour lesquelles les résultats des expériences sont présentés non pas en terme de section efficace d'interaction SD WIMP-nucléon mais en terme de section efficace d'interaction SD WIMP-proton et WIMP-neutron. L'expérience EDELWEISS-III n'étant compétitive que dans le cadre de l'interaction spin-indépendante, c'est à celle-ci que nous porterons une attention privilégiée.

### 1.5.2 Spectre de recul théorique des WIMPs

On souhaite ici déterminer le spectre de recul théorique des WIMPs  $dR/dE_R$ , c'est-à-dire le taux d'événements par unité de masse, de temps et d'énergie de recul. Initialement formulé en détails par J.D. Lewin et P.F. Smith [48], une description simplifiée est disponible en [23]. C'est pourquoi nous ne décrirons que les principales étapes qui mènent à sa formulation. Nous continuons, pour l'instant, à nous placer dans le cadre d'un moment transféré  $\vec{q}$  nul.

A partir des relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion, on peut aisément montrer que l'énergie de recul du noyau, suite à l'interaction élastique d'un WIMP d'énergie initiale  $E_i = \frac{1}{2}m_W v^2$  dans le référentiel du laboratoire, est donnée par :

$$E_R = \frac{1}{2}rE_i(1 - \cos(\theta^*)) = rE_i \cos^2(\theta_R) \quad \text{avec} \quad r = 4 \frac{m_W m_A}{(m_W + m_A)^2} \quad (1.12)$$

Où  $\theta_R$  (resp.  $\theta^*$ ) est l'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire (resp. du centre de masse) et  $m_A$  est la masse de l'absorbeur. On observe que pour une énergie  $E_i$  donnée, les énergies de recul possibles correspondant aux cas extrêmes  $\cos(\theta^*) = \{-1, 1\}$  sont comprises dans l'intervalle  $E_R \in \{0, rE_i\}$ . Notons également que  $E_R$  est uniformément distribué sur cet intervalle avec une densité de probabilité  $P(E_R) = 1/(rE_i)$ .

Pour déterminer le spectre  $\frac{dR}{dE_R}(E_R)$ , il convient de tenir compte du fait que différentes valeurs de  $E_i$  donnent lieu à la même valeur  $E_R$ . L'énergie  $E_i$  la plus petite pouvant donner lieu à  $E_R$  correspond au cas où le WIMP est rétrodiffusé ( $\theta = \pi$ ), soit  $E_{min} = E_R/r$  qui correspond à une vitesse  $v_{min} = \sqrt{(2E_R)/(m_W r)}$ . L'énergie  $E_i$  maximale n'a, quant à elle, aucune limitation liée à la cinématique de l'interaction. Toutefois, les WIMPs, au-delà d'une certaine vitesse dite d'échappement, parviennent à contrer l'attraction gravitationnelle du halo et à s'échapper ainsi de ce dernier : ils ne sont alors plus disponibles pour la détection. On considérera donc  $E_{max} = \frac{1}{2}m_W v_{esc}^2$ . Le spectre en énergie de recul est obtenu en considérant l'ensemble des énergies cinétiques  $E_i$  de WIMPs possibles pouvant aboutir à une énergie de recul  $E_R$ , pondéré par la probabilité  $P(E_R)$  pour chaque énergie  $E_i$  d'aboutir à  $E_R$  :

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} P(E_R) dR(E) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{rE} dR(E) = \frac{1}{rE_0} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \quad (1.13)$$

Pour des WIMPs, tous animés d'un mouvement relatif au détecteur d'une vitesse  $v$  et de section efficace d'interaction WIMP-noyau  $\sigma$ , la différentielle du taux d'événements par unité

de volume et de masse est simplement donnée par la relation suivante :

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v dn \quad (1.14)$$

où  $N_0$  est le nombre d'Avogadro,  $A$  la masse atomique du noyau cible et  $n$  le nombre de WIMPs incidents par unité de volume animés de cette vitesse  $v$ . Les WIMPs n'ont évidemment pas tous la même vitesse mais suivent une distribution supposée, par convention, maxwelienne dans le halo galactique. On utilisera le fait que leur vitesse  $\vec{v}_g$  dans la galaxie est la somme vectorielle de leur vitesse relative à la terre  $\vec{v}$  et de la vitesse de la terre par rapport à la galaxie  $\vec{v}_T$ . La densité de WIMPs ayant une vitesse relative à la terre comprise entre  $\vec{v}$  et  $\vec{v} + d^3\vec{v}$  est alors simplement donnée par la relation suivante :

$$d^3n = \frac{n_0}{k} e^{-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} d^3\vec{v} \quad (1.15)$$

où  $v_0 = \sqrt{2KT/m_W}$  et  $n_0$  est la densité de WIMPs dans la galaxie ( $n_0 = \rho_D/m_W$  où  $\rho_D = 0.3 \text{ GeV}$  [20]) et  $k$  une constante de normalisation définie telle que  $\int_0^{v_{esc}} d^3n = n_0$ , soit :

$$k = \int e^{-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} d^3\vec{v} = 4\pi \int_0^{v_{esc}} e^{-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} v^2 dv \quad (1.16)$$

On peut ainsi reformuler l'expression (1.14) de la manière suivante :

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v \frac{n_0}{k} e^{-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} d^3\vec{v} \quad (1.17)$$

On considère, dans un premier temps, le cas le plus simple où on néglige les effets de la vitesse de la terre ( $v_T = 0$ ) et de la vitesse d'échappement ( $v_{esc} = \infty$ ). Dans ce cas de figure,  $v_{esc} = \infty \leftrightarrow k \equiv k_0 = (\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}$  et le taux d'événements WIMP  $R \equiv R_0$  est tel que :

$$R_0 = \frac{N_0}{A} \sigma n_0 \int_0^\infty v \frac{e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}}{k} d^3\vec{v} = \frac{N_0}{A} \sigma n_0 \frac{2v_0}{\sqrt{\pi}} \quad (1.18)$$

On en arrive enfin à la formulation du spectre théorique qui sera exprimé pour plus de lisibilité en fonction de  $R_0$  et  $k_0$

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{1}{v} e^{-\frac{(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} d^3\vec{v} \quad (1.19)$$

où  $E_0$  est l'énergie cinétique correspondant à la vitesse  $v_0$ . Encore une fois, pour davantage de lisibilité, on définit la constante  $k_1$  qui correspond à la valeur de la constante  $k$  pour  $v_T = 0$  :

$$k_1 = k_0 \left( \operatorname{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}} \right) \quad (1.20)$$



où  $\text{erf}(x)$  est la fonction d'erreur qui sera, à de nombreuses reprises, utilisée par la suite. On s'y référera comme à la relation suivante :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (1.21)$$

On obtient ainsi l'expression finale du spectre de recul théorique qui sera utilisée pour déterminer les limites d'exclusion aux chapitres 4 et 5 :

$$\frac{dR}{dE_R}(E_R) = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{R_0}{r E_0} \frac{v_0}{v_T} \left[ \text{erf} \left( \frac{v_{\min}(E_R) + v_T}{v_0} \right) - \text{erf} \left( \frac{v_{\min}(E_R) - v_T}{v_0} \right) \right] - \frac{R_0}{r E_0} e^{\frac{-v_{\text{esc}}^2}{v_0^2}} \right] \quad (1.22)$$

### 1.5.2.1 Correction due à la rotation de la terre

La vitesse de la terre dans la galaxie n'est pas constante au cours de l'année, du fait de la rotation de la terre autour du Soleil. Pour en tenir compte, il convient de reformuler  $v_T$  comme suit :

$$v_T = 232 + 15 \cos \left( 2\pi \left( \frac{t - 152.5}{365.25} \right) \right) \quad \text{km.s}^{-1} \quad (1.23)$$

où  $t$  est le temps exprimé en jours depuis le 1er janvier. On s'attend ainsi à une modulation annuelle de  $v_T$  de  $\pm 6\%$ . La modulation annuelle du taux d'interaction engendrée dépend du seuil en énergie et peut ainsi varier de  $\pm 3\%$  à  $\pm 7\%$  [23].

### 1.5.2.2 Correction due au facteur de forme

Nous avons considéré, jusqu'à présent, l'interaction cohérente des WIMPs avec un noyau de l'absorbeur, c'est à dire l'interaction d'un WIMP avec les  $A$  nucléons constitutifs du noyau. Toutefois, cette cohérence est perdue lorsque la longueur d'onde  $\hbar/q$  associée au moment transféré  $\vec{q}$  (où  $q = \sqrt{2M_A E_R}$ ) devient de l'ordre du rayon nucléaire ( $r_n \sim A^{\frac{1}{3}} \text{fm}$ ) soit pour :

$$E_R > \frac{2 \times 10^4}{A^{\frac{5}{3}}} \quad \text{keV} \quad (1.24)$$

soit typiquement aux alentours de 100 keV en énergie de recul pour donner un ordre de grandeur. L'approximation  $F(\vec{q}) = 1$  ne tient plus et il convient ainsi de tenir compte de l'influence du facteur de forme nucléaire sur la section efficace d'interaction des WIMPs avec le noyau. La section efficace pour un moment de transfert nul calculée précédemment doit être corrigée par le facteur de forme nucléaire :

$$\sigma_{W-A}(q) = \sigma_{W-A}(0) \times F^2(q) \quad (1.25)$$

De manière générale, le facteur de forme correspond à la transformée de Fourier de la distribution de matière dans le noyau  $\rho(r)$  :

$$F(\vec{q}) = \int \rho(r) e^{i\vec{q}\vec{r}} d^3\vec{r} \quad (1.26)$$



La distribution de matière  $\rho(r)$  à considérer dépend de la nature scalaire ou axiale (resp. spin-indépendante ou spin-dépendante) de l'interaction. Dans le cas de l'interaction indépendante du spin, le WIMP incident interagit avec l'ensemble des nucléons constituant le noyau. En considérant une distribution de densité uniforme et à symétrie sphérique de rayon  $r_n$ , on obtient la formulation suivante du facteur de forme :

$$F(q) = \frac{3 [\sin(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)]}{(qr_n)^3} \times \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (1.27)$$

où J.D. Lewin et P.F. Smith [48] recommandent de prendre  $s = 0.9$  fm et  $r_n$  tel que :

$$r_n^2 = \left(1.23A^{\frac{1}{3}} - 0.60 \text{ fm}\right)^2 + \frac{7}{3}(0.52\pi \text{ fm})^2 - 5s^2 \quad (1.28)$$

Dans le cadre d'une interaction dépendante du spin, la situation est plus complexe car le WIMP incident interagit uniquement avec un nucléon du noyau. On note simplement qu'en première approximation, le facteur de forme peut s'écrire de la manière suivante :

$$F(q) = \frac{\sin(qr_n)}{qr_n} \quad (1.29)$$

### 1.5.2.3 Spectre de recul théorique final

Pour résumer, le spectre de recul théorique que nous prendrons dans le cadre d'une interaction spin-indépendante est donné par la relation suivante :

$$\left. \frac{dR}{dE_R}(E_R) \right|_{(q)} = \left. \frac{dR}{dE_R} \right|_{(0)} \times F^2(E_R) \quad (1.30)$$

où  $F^2(E_R)$  et  $\left. \frac{dR}{dE_R} \right|_{(0)}$  sont respectivement donnés en 1.27 et 1.22. C'est le paramètre  $R_0$  (cf. éq. 1.22) dont la définition est donnée en 1.18 qui dépend de la section efficace d'interaction WIMP-Noyau  $\sigma_{W-A}^{SI}$ . On utilise la relation 1.10 pour que le spectre en énergie de recul soit exprimé en fonction de la section efficace d'interaction WIMP-nucléon  $\sigma_{W-n}^{SI}$ . Selon les conventions reprises par toutes les expériences de détection directe, nous prenons les valeurs  $v_{sol} = 232 \text{ km.s}^{-1}$  [49],  $v_0 = 220 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $v_{esc} = 540 \text{ km.s}^{-1}$  [50] et  $\rho_D = 0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$ . Notons que nous négligerons les effets de la modulation annuelle.

### 1.5.2.4 Implications sur la détection

Intéressons-nous maintenant aux contraintes expérimentales liées au spectre de recul théorique (eq 1.30) des WIMPs. La figure 1.11 montre l'influence de la masse des WIMPs et de leur vitesse d'échappement sur le spectre en énergie de recul théorique (à gauche), ainsi que sur le taux d'événements attendu en fonction du seuil en énergie de recul pour une analyse sur un intervalle  $[E_{seuil}, 200] \text{ keV}$  (à droite). On considère ici une cible de Germanium et une section efficace d'interaction WIMP-nucléon  $\sigma_{SI} = 7.10^{-42} \text{ cm}^2$ . Les courbes en traits pleins et pointillés correspondent respectivement à une vitesse d'échappement telle que couramment employée par les expériences de détection directe  $v_{esc} = 540 \text{ km.s}^{-1}$  [51] et à une

valeur moindre arbitrairement choisie comme  $v_{esc} = 400 \text{ km.s}^{-1}$ . Le code couleur indique différentes masses de WIMPs considérées (10 GeV, 50 GeV et 100 GeV). On observe (cf. figure 1.11 de gauche) que plus les WIMPs sont légers et plus le spectre a une allure piquée aux basses énergies. Il s'agit là d'un simple effet de cinématique parfaitement compréhensible via l'équation 1.12. On constate cette structure davantage piquée pour les WIMPs de 10 GeV que pour les WIMPs de 50 et 100 GeV se traduit (cf. figure 1.11 de droite) par une forte influence du seuil d'analyse sur le taux d'événements WIMPs attendu. On comprend bien que la sensibilité aux WIMPs de basse masse requiert nécessairement de faibles seuils en énergie de recul.

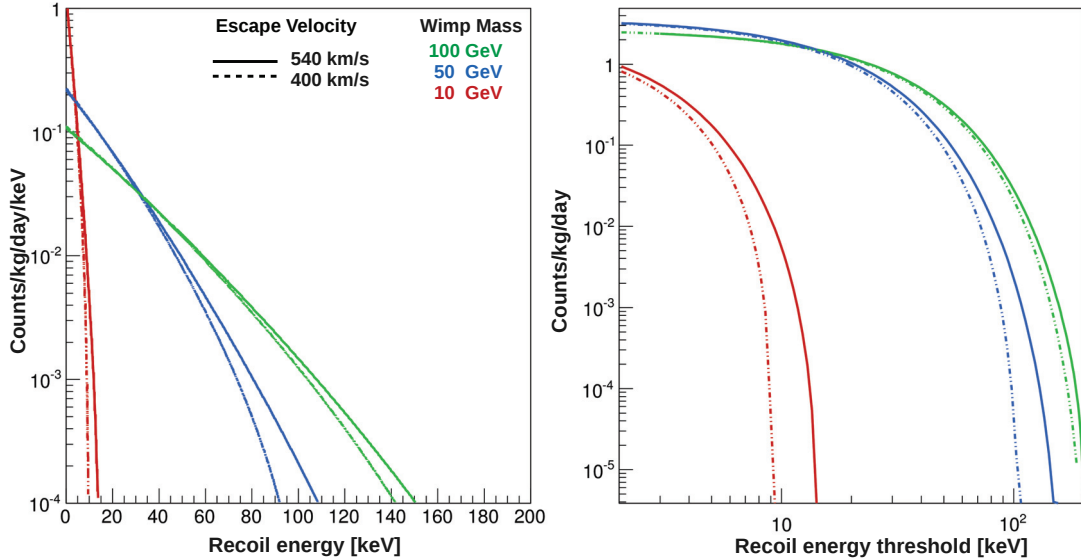


FIGURE 1.11: *Figure de gauche : Spectre de recul théorique des WIMPs (en dru) obtenu à partir de l'équation 1.22. Figure de droite : Taux d'événements attendu en fonction du seuil en énergie de recul obtenu à partir de la cumulative du spectre de la figure de gauche. Les spectres sont obtenus pour une section efficace d'interaction WIMP-nucléon de  $7.10^{-42} \text{ cm}^2$  sur une cible de Ge ( $A = 73$ ). Sur chacune d'elles, les courbes en traits pleins et pointillés correspondent à différentes valeurs de vitesse d'échappement. Le code couleur indique les spectres obtenus pour différentes masses de WIMPs.*

On observe que la vitesse d'échappement n'a d'impact que sur la fin des spectres en énergie correspondant à chacune des masses. Il est intéressant de noter que pour des hautes masses de WIMPs telles que 50 et 100 GeV, la vitesse d'échappement n'a alors d'influence qu'à partir de seuils de l'ordre de plusieurs dizaines à une centaine de keV (cf. figure 1.11 de droite). Pour un WIMP de 10 GeV cependant, on constate que celle-ci a un impact dès  $\sim 10 \text{ keV}$ , l'ordre de grandeur du seuil d'analyse standard de l'expérience EDELWEISS-III. Dès lors, on comprend bien que lorsque les expériences ne sont sensibles qu'à la queue

de distribution du spectre des WIMPs, c'est-à-dire à basse masse, les limites d'exclusion imposées sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon sont fortement dépendantes de la vitesse d'échappement. Evidemment, nous avons ici volontairement choisi une valeur extrêmement faible de vitesse d'échappement  $v_{esc} = 400 \text{ km.s}^{-1}$  pour amplifier l'effet que nous voulions discuter. On notera cependant qu'il n'y a encore pas si longtemps, une valeur de  $v_{esc} = 650 \text{ km.s}^{-1}$  était couramment employée par l'ensemble des expériences de détection directe. Toujours à partir de la figure 1.11 (droite), on observe que le taux d'événements est plus faible à 10 GeV qu'à 50 GeV et 100 GeV et ce indépendamment du seuil en énergie. Pour comprendre l'origine de ce comportement, reprenons l'expression du spectre en énergie de recul approximé pour  $v_T = 0$  et  $v_{esc} = \infty$ . Dans ce cas de figure, l'expression 1.22 se simplifie comme suit :

$$\frac{dR}{dE_R}(v_T = 0, v_{esc} = \infty) = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/(rE_0)} \quad (1.31)$$

Le taux d'événements attendu obéit à la relation suivante :

$$R = \int_{E_{seuil}}^{\infty} \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/(rE_0)} dE_R = R_0 e^{-E_{seuil}/(rE_0)} \quad (1.32)$$

On constate, pour une valeur de seuil  $E_{seuil} = 0$ , que le taux d'événements est alors simplement donné par  $R_0$ , valeur qui est explicitement inversement proportionnelle à la masse du WIMP  $m_W$ , mais également proportionnelle à  $v_0$  et  $\mu_A^2/\mu_n^2$  qui dépendent de  $m_W$ . On peut ainsi réécrire  $R_0$  comme :

$$R_0 = \alpha m_w^{-\frac{3}{2}} \frac{\mu_A^2}{\mu_n^2} \propto \begin{cases} \sqrt{m_W} & \text{si } m_W \ll m_A \text{ car } \frac{\mu_A^2}{\mu_n^2} \propto m_W^2 \\ m_W^{-\frac{3}{2}} & \text{si } m_W \gg m_A \text{ car } \frac{\mu_A^2}{\mu_n^2} \propto cste \end{cases} \quad (1.33)$$

où  $\alpha$  englobe l'ensemble des termes indépendants de la masse du WIMP  $m_W$ .

Ainsi, lorsque la masse du WIMP est très faible (resp. très élevée) devant la masse de la cible, une masse plus élevée implique un taux d'événements plus important (resp. plus faible). Cela explique pourquoi, sur la figure 1.11 (droite), le taux d'événements correspondant à un seuil nul pour une masse de 100 GeV est plus élevé que celui associé à la masse de 10 GeV mais moindre que celui associé à la masse de 50 GeV.

Intéressons-nous maintenant à l'impact de la cible choisie par une expérience et à l'effet du facteur de forme. On s'appuiera sur la figure 1.12 qui permet d'observer leurs effets sur le spectre théorique de WIMPs (à gauche) et sur le taux d'événements attendu en fonction du seuil en énergie de recul pour une analyse sur un intervalle  $[E_{seuil}, 200] \text{ keV}$  (à droite). Les spectres correspondent à ceux attendus pour une masse de WIMP de 100 GeV et une section efficace de  $\sigma_{SI} = 7.10^{-42} \text{ cm}^2$ . Les courbes en traits pleins et pointillés sont obtenus en prenant ou non en compte l'impact du facteur de forme. Le code couleur indique la cible considérée (Ge, Xe et Si). Considérons, dans un premier temps, les spectres correspondant à un facteur de forme unité. On observe que plus la cible est massive (A élevé), et plus le

spectre s'étend jusqu'à des énergies de recul élevées. Il s'agit, encore une fois, d'un simple effet de cinématique. Le spectre a également, à toutes les énergies de recul, une amplitude plus importante pour des numéros atomiques élevés à cause de la dépendance de la section efficace d'interaction WIMP-Nucléon  $\sigma_{SI} \propto (\mu_A^2/\mu_n^2) \times A^2$ . Ces deux effets se traduisent par un taux d'événements attendu conséquemment plus important pour le Xenon ( $A=131$ ) que pour le Germanium ( $A=73$ ) et le Silicium ( $A=28$ ), indépendamment du seuil d'analyse. Toutefois, les effets sont quelque peu différents lorsque l'on prend en compte le facteur de forme. On observe que plus la cible est lourde et plus le facteur de forme a une influence à de faibles énergies de recul.

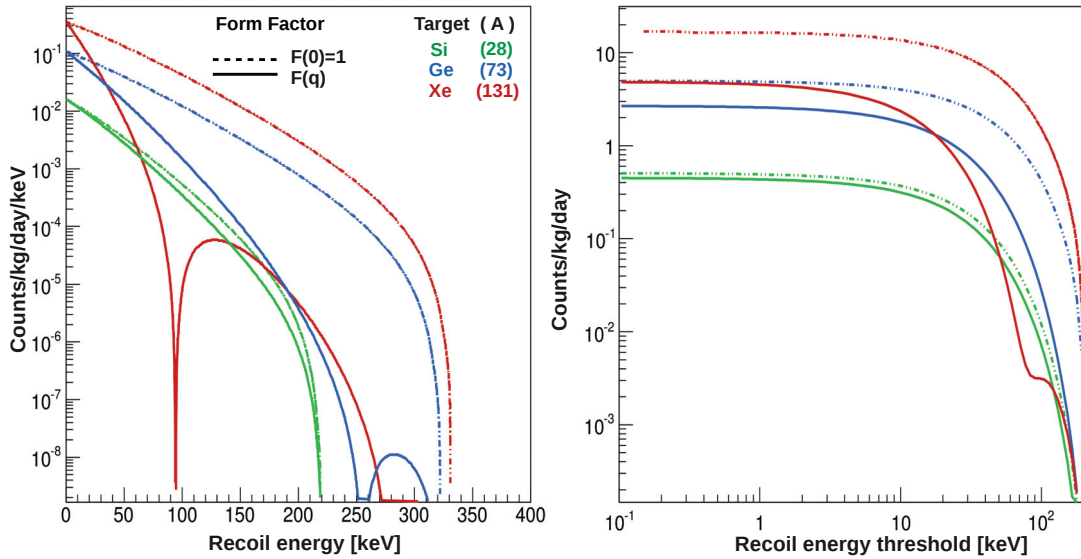


FIGURE 1.12: Influence du facteur de forme sur la détection de WIMPs de haute masse. Figure de gauche : Spectre de recul théorique des WIMPs (en dru). Figure de droite : Taux d'événements attendu en fonction du seuil en énergie de recul pour une analyse s'effectuant sur l'intervalle  $[E_{\text{seuil}}, 200 \text{ keV}]$ . Les spectres sont obtenus pour une section efficace d'interaction WIMP-nucléon de  $7.10^{-42} \text{ cm}^2$  et une masse de WIMP de  $100 \text{ GeV}$ . Sur chacune d'elles, les courbes en traits pleins et pointillés correspondent à la prise en compte du facteur de forme  $F(q)$  et à son approximation à l'unité. Le code couleur indique les cibles de numéro atomiques différents employées : Ge ( $A=73$ ), Xe ( $A=131$ ) et Si ( $A=28$ ).

Ainsi, pour un WIMP de  $100 \text{ GeV}$ , on constate (cf. figure 1.12 (droite)) que le taux d'événements attendu pour une cible Si est quasi-inchangé par la prise en compte de  $F(\vec{q})$  tandis que pour la cible Xenon, celui-ci est fortement diminué quel que soit le seuil d'analyse. Pour un seuil d'analyse de  $20 \text{ keV}$  et une masse de WIMP de  $100 \text{ GeV}$ , on s'attend ainsi au même taux d'événements pour une cible de Xenon que pour une cible de Germanium. On notera cependant que, pour de faibles masses de WIMP, le facteur de forme n'a véritablement d'influence pour aucune de ces cibles.

### 1.5.3 Techniques de détection directe

La principale contrainte de la détection directe et commune à l'ensemble des expériences de détection d'événements rares est le bruit de fond. Les expériences sont ainsi préférentiellement localisées dans des sites souterrains les plus profonds possibles pour diminuer les bruits de fond ayant pour origine le rayonnement cosmique. Elles sont également équipées de blindages pour protéger les détecteurs de la radioactivité environnante. Malgré de telles mesures, le taux d'événements WIMPs ( $<1/\text{kg}/\text{an}$ ) est de plusieurs ordres de grandeur inférieur à celui du bruit de fond des expériences. C'est principalement la stratégie adoptée par ces dernières pour traiter le bruit de fond résiduel qui les différencie. On propose dans un premier temps de discuter les différentes signatures expérimentales des WIMPs qui sont à l'origine des stratégies de détection employées. Nous présenterons ensuite les principales expériences de détection directe ainsi que les méthodes qu'elles emploient.

#### 1.5.3.1 Signatures des WIMPs

Intéressons-nous aux différentes signatures expérimentales des WIMPs. Tout d'abord, il est possible de distinguer les WIMPs de certains ou de l'ensemble des bruits de fond, événement par événement, de diverses manières :

- Les WIMPs et neutrons interagissent avec le noyau de l'atome cible contrairement aux  $\beta$  et  $\gamma$  qui interagissent préférentiellement avec les électrons de son cortège électronique. La diffusion élastique d'un WIMP (ou un neutron) dans l'absorbeur se traduit ainsi par un recul nucléaire tandis que la majeure partie du bruit de fond des expériences ( $\beta, \gamma$ ) engendre des reculs électroniques. Les rendements de scintillation, chaleur et ionisation diffèrent selon la nature du recul. La capacité de discriminer, événement par événement, les reculs nucléaires et électroniques, nécessite toutefois une double mesure de l'énergie parmi ces trois observables.
- L'énergie moyenne déposée par unité de distance est supérieure pour les WIMPs et neutrons que pour les  $\beta$  et  $\gamma$ . Une sensibilité à la longueur du dépôt d'énergie permet ainsi de s'affranchir de la majeure partie du bruit de fond.
- Les WIMPs ont une très faible section efficace d'interaction si bien que, contrairement aux neutrons, il est hautement improbable qu'ils donnent lieu à des coïncidences dans différents détecteurs. Un recul nucléaire multiple peut ainsi être associé à un neutron et non à un WIMP.
- Les WIMPs ont une très grande longueur d'interaction, ce qui n'est pas le cas des  $\gamma$  ( $\sim \text{cm}$ ) et des  $\beta$ ,  $\alpha$  et  $\gamma$  de faibles énergies ( $\sim \text{mm}$ ). On s'attend donc à ce que les événements WIMPs soient uniformément répartis et, si le volume du détecteur est suffisant, à ce que ces fonds soient localisés en surface. Une discrimination de ce bruit de fond est alors possible par fiducialisation (sélection des événements du volume interne du détecteur).
- Une grande partie des expériences sont équipées de véto muons. L'identification d'un muon en coïncidence avec un recul nucléaire indique que ce dernier a pour origine l'interaction dans le détecteur d'un neutron induit par le muon.

D'autres signatures expérimentales sont également utiles bien que cependant basées sur une discrimination statistique du bruit de fond :

- Nous avons vu (cf. 1.5.2.1) qu’une modulation annuelle du taux de WIMPs est attendue du fait de la rotation de la Terre autour du Soleil. Sous l’hypothèse qu’aucune autre source astrophysique ne puisse être responsable d’une modulation similaire, il est alors possible de discriminer les WIMPs de l’ensemble des autres bruits de fond. La mesure de l’amplitude et de la phase de la modulation du taux d’événements mesuré nécessite toutefois une importante statistique ainsi qu’une prise de données sur plusieurs années.
- Le système solaire étant en rotation autour du centre galactique, le halo de matière noire devrait induire un “vent de WIMPs” dans la direction et en sens opposé à la trajectoire du Soleil en coordonnées galactiques. Dans ce système de coordonnées, un signal WIMP caractéristique peut être identifié par la corrélation angulaire entre la direction des reculs observés et la direction du système solaire. Une telle discrimination suppose soit une isotropie du bruit de fond, soit une anisotropie de nature différente de celle du signal attendu. On parle alors de détection directionnelle.
- La section efficace d’interaction WIMP-noyau spin-indépendante est proportionnelle à  $(\mu_A^2/\mu_n^2)A^2$  tandis que celle d’un neutron est proportionnelle à  $A^{\frac{2}{3}}$ . L’utilisation de différents noyaux cibles peut permettre de différencier le taux d’événements des WIMPs de celui des neutrons.
- Pour une masse de WIMP donnée, si la forme spectrale des bruits de fond est différente de celle du signal, il est alors possible de les soustraire de manière statistique. Cela requiert néanmoins une très bonne modélisation des fonds (forme spectrale et amplitude). Une telle méthode de discrimination dite par maximum de vraisemblance sera présentée au chapitre 5.

### 1.5.3.2 Etat de l’art de la détection directe

Les expériences de détection directe étant relativement nombreuses, nous discuterons principalement celles qui posent les contraintes les plus fortes sur la section efficace d’interaction spin-indépendante. Pour une revue de ces expériences, le lecteur pourra se référer à [52, 23]. On notera qu’elles emploient quasiment toutes une à deux voies de mesure parmi les trois suivantes : la scintillation, l’ionisation et la chaleur.

Pour décrire l’état actuel de la détection directe de matière noire, nous nous appuierons sur la figure 1.13 qui présente les contraintes imposées, par diverses expériences de détection de matière noire, sur la section efficace d’interaction spin-indépendante en fonction de la masse des WIMPs considérés.

Les signaux potentiels rapportés par les expériences CDMSII-Si [53], CoGeNT [54], CRESST [55] et DAMA/LIBRA [56] sont indiqués dans l’espace des paramètres  $(\sigma_{SI}, m_W)$  par les contours à 90%CL. En l’absence de signal significatif, les résultats des expériences sont interprétés en termes de limites supérieures sur la section efficace des WIMPs. Ces limites dites d’exclusion sont indiquées à 90%CL par les courbes en traits pleins. Au-delà d’une dizaine de GeV, les TPC à Xenon double-phase (liquide et gazeuse) des expériences XENON-100 [66] et LUX [67] devancent de plus d’un ordre de grandeur la concurrence à l’heure actuelle. En dessous de  $\sim 6$  GeV cependant, ce sont les détecteurs cryogéniques solides tels que



SuperCDMS-LT [59] et CDMSLite [58] de la collaboration CDMS, ainsi que de l'expérience CRESST-II [62] qui présentent les meilleures limites. On notera par ailleurs que les résultats les plus récents de CRESST-II [68], non indiqués sur la figure, posent les contraintes les plus fortes en dessous de  $\sim 4$  GeV et permettent d'explorer des nouvelles régions inférieures au GeV.

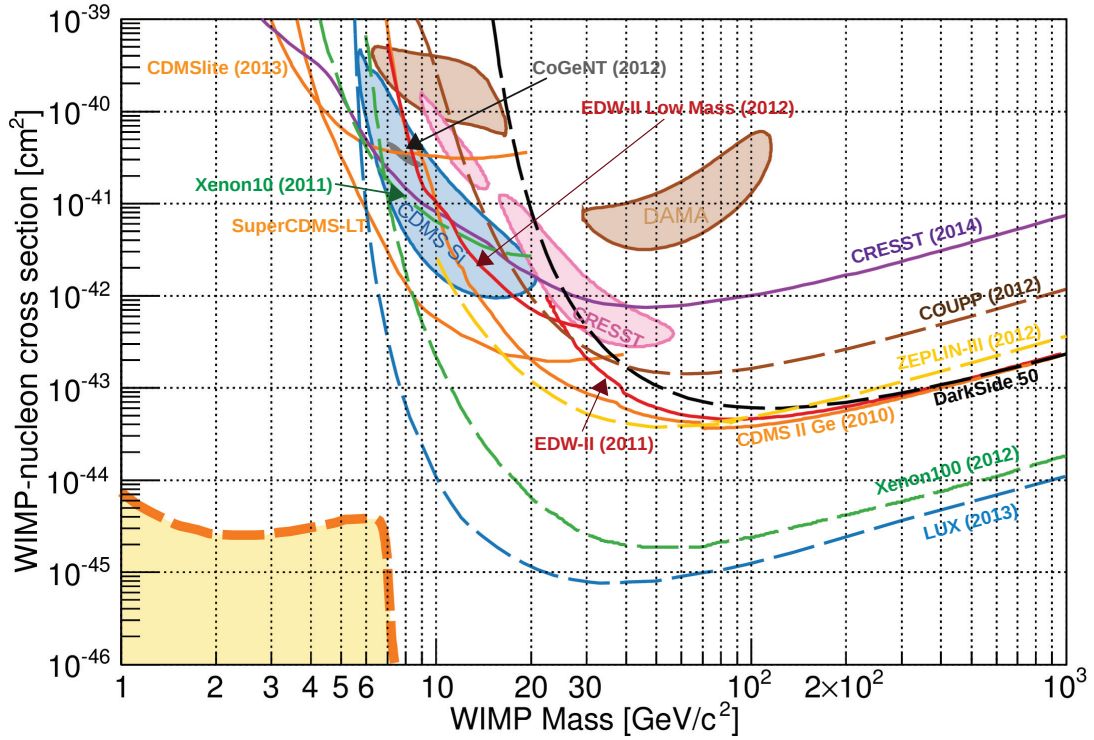


FIGURE 1.13: Contraintes les plus récentes (au premier janvier 2015) sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon spin-indépendante. Les signaux potentiels rapportés par les expériences CDMSII-Si [53], CoGeNT [54], CRESST [55] et DAMA/LIBRA [56] sont représentés par des contours de couleurs. Les résultats interprétés en termes de limite supérieure sur la section efficace sont indiqués par des courbes. Celles en traits pleins correspondent aux limites reportées par les expériences à détecteurs cryogéniques solides : CDMS [57], CDMSLite [58], SuperCDMS [59], EDELWEISS-II [60][61] et [62]. Les limites des autres expériences sont représentées en traits pointillés : COUPP [63], ZEPLIN-III [64], XENON10 [65], XENON100 [66], et LUX [67]. La région en jaune délimitée par des traits pointillés orange correspond au plancher neutrino (voir texte).

La région jaune-orangée séparée en traits pointillés correspond au “plancher neutrino”. Il s’agit d’une limite au potentiel de découverte des expériences imposée par la diffusion cohérente des neutrinos d’origine cosmiques [69]. La franchir reste cependant possible mais nécessiterait, par exemple, l’utilisation de différents noyaux cibles tels que Xe, Ge, et Si [70]. On insistera sur deux aspects concernant cette limite souvent mal interprétée. Tout d’abord,

il s'agit de la limite à partir de laquelle le potentiel de découverte sature avec l'exposition : les expériences vont commencer à détecter les neutrinos solaires du  $^8\text{B}$  avant d'atteindre cette limite. Par ailleurs, il s'agit d'une limite au potentiel de découverte et non au potentiel d'exclusion qui se situe plus bas dans l'espace des paramètres. Il est donc possible, pour les générations futures des expériences à "noyau cible unique", d'imposer une limite d'exclusion à 90%CL en deçà du plancher neutrino.

Comme nous venons de le voir, l'espace des paramètres est principalement contraint par les expériences disposant de détecteurs cryogéniques solides ou d'absorbeurs à liquides nobles. C'est pourquoi on propose de décrire préférentiellement ces technologies :

### Liquides nobles

La majeure partie des expériences actuelles employant des absorbeurs à liquides nobles utilisent des chambres à projection temporelle (TPC) à Xenon en phase liquide et gazeuse (*dual-phase*). On citera XENON-100 [71], ZEPLIN-III [64] et LUX [67] qui se basent sur le principe de détection suivant : l'interaction d'une particule dans le Xenon liquide ionise et excite les atomes de Xe. La lumière de scintillation prompt qui suit la désexcitation rapide des atomes  $^*\text{Xe}$  est enregistrée par des photomultiplicateurs et constitue le premier signal mesuré  $S_1$ . Sous l'influence d'un champ électrique, les électrons issus de l'ionisation dérivent jusqu'à une grille à l'interface liquide/gaz où elles subissent alors l'influence d'un fort champ (effet grid). Dans la phase gazeuse, les électrons provoquent l'émission d'un second signal de scintillation par électroluminescence ( $S_2$ ). Ce dernier est proportionnel au nombre de charges et donc à l'ionisation primaire qui est plus élevée pour les reculs électroniques que nucléaires. Le rapport de ces deux signaux ( $S_2/S_1$ ) permet ainsi une discrimination du fond  $\gamma$  et  $\beta$ . Par ailleurs, ces TPCs permettent de déterminer la profondeur du dépôt d'énergie (selon l'axe du champ électrique) via la différence de temps entre  $S_1$  et  $S_2$ . Ces expériences peuvent ainsi procéder à une fiducialisation des détecteurs et utiliser la partie externe de l'absorbeur comme protection contre les fonds externes (self-shielding).

Le principal avantage d'une telle technologie est qu'elle permet de disposer de masses de détecteurs importantes et facilement extensibles tout en adaptant le volume fiduciel aux besoins du rejet de fond. L'inconvénient principal, cependant, est lié au rendement de collecte du signal ( $S_1$ ) qui se traduit par des seuils d'analyse élevés en regard du nombre de photoélectrons (PE) sur lesquels ces expériences déclenchent (ex : 6.3 keV (3 PE) pour XENON-100 [71]). Ceci ne limite pas vraiment ces expériences pour la recherche de WIMPs de haute masse ( $>20$  GeV) mais devient critique pour la recherche de WIMPs plus légers où les seuils ont alors une importance cruciale. On notera également que des expériences dites "single-phase" existent telles que XMASS [72] qui utilise du Xenon liquide ou encore DARKSIDE [73] qui emploie de l'Argon liquide et qui vient de publier ses premiers résultats.

### Détecteurs cryogéniques solides

Les détecteurs cryogéniques solides sont équipés d'absorbeurs à cristaux semi-conducteurs ou scintillants. Il est techniquement difficile de produire des cristaux ultra-purs de masse conséquente, c'est l'une des raisons pour lesquelles l'augmentation de la masse passe par une multiplication des détecteurs pour cette technologie. Parmi les quatre collaborations actuellement en lice dans le domaine, deux d'entre elles font appel à une stratégie très similaire :



EDELWEISS et CDMS qui utilisent toutes deux du Germanium. Elles disposent d’une excellente discrimination des reculs électroniques ( $\beta, \gamma$ ) et nucléaires via une double mesure de la chaleur et de l’ionisation. Bien que ne disposant pas d’un “self-shielding”, le rejet des événements de surface ( $\beta, \alpha$  et  $\gamma$  de basse énergie) est assuré grâce à un agencement particulier des électrodes dites “Interleaved” [74] (CDMS) ou “Interdigit” [75] pour EDELWEISS. Une autre force des semi-conducteurs est que le nombre de paires électron-trou mesuré par keV est de plusieurs ordres de grandeur supérieur au nombre de photo-électrons mesurés par la technologie concurrente. Ainsi, les seuils en énergie de ces expériences ne sont pas intrinséquement limités et les prédisposent à la recherche de WIMPs légers, soit par des analyses dédiées à bas seuils, soit par une amplification du signal via l’utilisation de hautes tensions (CDMS-Lite) [58]. Même si ces technologies permettent difficilement de concurrencer les TPC double-phase à haute masse, elles permettent tout de même de poser des contraintes fortes et rendent ainsi ces expériences polyvalentes.

Une double mesure de la chaleur et de la scintillation est également possible pour la discrimination des reculs électroniques et nucléaires. C’est le parti pris de la collaboration CRESST qui utilise un bolomètre massif en cristal de  $\text{CaWO}_4$  découplé thermiquement d’un second absorbeur en saphir, beaucoup plus léger et de faible capacité thermique. L’interaction d’une particule dans l’absorbeur cible massif se traduit par la création de phonons et par l’émission de photons de scintillations en quantité dépendante de la nature du recul induit. Ces photons de scintillation vont alors interagir dans le second absorbeur pour y générer à leur tour des phonons. La double mesure de la scintillation et de la chaleur est ainsi effectuée via des senseurs thermiques de type TES (Transition Edge Sensors) et permet une discrimination des reculs électroniques et nucléaires. Cette diminution des fonds associée à de très faibles valeurs de seuil (600 eV [68]) rendent l’expérience CRESST-II sensible à des WIMPs de masse inférieure au GeV.

L’expérience CoGeNT dispose également de très faibles valeurs de seuils (500 eV) atteintes grâce à des détecteurs Germanium à point de contact. Elle ne dispose cependant pas d’un pouvoir de discrimination des reculs électroniques et nucléaires car les détecteurs ne mesurent que l’ionisation. Une diminution des fonds est toutefois permise en discriminant les événements de surface et fiduciels à partir du temps de montée des pulses. Notons également que CoGeNT se base sur la modulation annuelle du taux d’événements WIMPs attendu pour discriminer les fonds résiduels.

### **Autres technologies**

Diverses autres technologies existent. On citera notamment l’expérience DAMA/LIBRA qui utilise des cristaux scintillants NaI équipés de photomultiplicateurs. Une discrimination partielle des reculs électroniques et nucléaires est effectuée à partir du temps de décroissance des pulses différent selon la nature du recul. Les résultats de DAMA/LIBRA [56] sont principalement basés sur la recherche de modulations annuelles. On citera également des expériences comme COUPP, PICASSO et SIMPLE dont le principe de détection est tout à fait original. Ces expériences utilisent des gouttelettes de liquide surchauffé comme absorbeurs dans un milieu visqueux. Dès lors qu’une particule dépose une énergie suffisante sur une certaine longueur critique, une transition de phase se produit et une bulle se forme.

Cette dernière dépend des conditions de pression et de température, qui sont choisies de sorte à avoir de faibles seuils en énergie, tout en rendant le détecteur insensible aux reculs électroniques (faible  $dE/dx$ ). La formation des bulles, suite à l'interaction d'une particule, est identifiée par l'onde acoustique créée dans le milieu visqueux via des senseurs piezo acoustiques. Les liquides utilisés contiennent principalement du  $^{19}\text{F}$  qui est une cible privilégiée pour l'interaction dépendante du spin. On notera tout de même que, même si ce ne sont pas les expériences les plus compétitives, elles permettent d'imposer des limites sur la section efficace spin-indépendante. Enfin, on évoquera l'existence d'expériences comme DRIFT et DMTPC qui sont également principalement sensibles à l'interaction spin-dépendant et qui utilisent une méthode de détection directionnelle.

## 1.6 Conclusion

Nous avons vu que les diverses observations astrophysiques et cosmologiques convergent vers un même scénario : l'Univers serait à  $\sim 26\%$  constitué d'une matière noire non baryonique froide qui représenterait plus de 80 % de la matière dans l'univers. Bien que la nature de cette matière noire nous soit inconnue, les contraintes issues de la densité relique et de la formation des structures mènent à privilégier une certaine classe de particules candidates interagissant faiblement avec la matière ordinaire : les WIMPs. Ces particules devraient se distribuer localement sous la forme d'un halo englobant notre galaxie et ainsi être détectables par les expériences de détection directe. De nombreuses théories fournissent des candidats WIMPs, et ce, dans diverses régions de l'espace des paramètres  $(\sigma_{(SI,SD)}, m_W)$ , que seule la complémentarité des différentes techniques de détection devrait permettre de sonder. La preuve de la découverte de la matière noire ne pourra être apportée que par la convergence des résultats de plusieurs expériences disposant de méthodes de détection différentes. Ceci souligne l'importance de la diversité des technologies développées, mais également des stratégies adoptées : la détection directe, la détection indirecte ainsi que la production au LHC.



# Chapitre 2

## L'expérience EDELWEISS

L'expérience EDELWEISS (Expérience pour Détecter Les WIMPs en Site Souterrain) est une expérience de détection directe de matière noire installée au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) dans le tunnel du Fréjus. La collaboration, initialement française, est maintenant internationale et regroupe une cinquantaine de personnes à travers la France (Orsay, Saclay, Marcoussis, Grenoble et Lyon), l'Allemagne (Karlsruhe), l'Angleterre (Oxford) et la Russie (Dubna).

Ce chapitre est consacré à la présentation de l'expérience EDELWEISS-III. Nous décrivons, dans un premier temps, les divers bruits de fond de l'expérience, leur origine et leurs mécanismes d'interaction avec la matière. Le dispositif expérimental sera présenté, ainsi que le principe de fonctionnement des détecteurs. Au-delà des protections passives contre le bruit de fond, les détecteurs cryogéniques FIDs employés permettent un rejet actif du fond résiduel. Nous verrons que celui-ci est permis à la fois via une double mesure de la chaleur et de l'ionisation qui permet de discriminer les reculs électroniques induits par les  $\beta$  et  $\gamma$  des reculs nucléaires attendus par les WIMPs, mais également par un pouvoir de rejet important des événements de surface.

### 2.1 Bruits de fond de l'expérience

Le bruit de fond est la principale contrainte de toute expérience de détection d'événements rares. On propose, dans cette section, une présentation des divers bruits de fond, de leur origine et de leurs mécanismes d'interaction dans la matière. Nous décrirons également le dispositif expérimental permettant de grandement l'atténuer.

#### 2.1.1 Origine des différents bruits de fond

##### 2.1.1.1 Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique désigne le flux de particules de haute énergie (jusqu'à  $10^{20}$  eV), principalement composé de protons (87%) et de particules alpha (12%), qui circulent dans le vide interstellaire. Ces particules, dites primaires, interagissent avec l'atmosphère en créant des gerbes électromagnétiques et hadroniques. La majorité des particules issues des gerbes,

dites secondaires, ne parviennent pas jusqu'à la surface de la Terre à l'exception principalement des muons ( $\sim 75\%$ ) dont le flux y est de l'ordre de  $5.10^6 \mu/\text{m}^2/\text{jour}$  [9]. L'expérience est donc localisée en site souterrain, où le flux de muons cosmiques est beaucoup plus faible :  $\phi_\mu = (5.4 \pm 0.2_{-0.9}^{+0.5}) \mu/\text{m}^2/\text{jour}$  [76]. Ces muons résiduels restent cependant problématiques car ils peuvent induire des neutrons dont on ne peut distinguer individuellement la signature expérimentale de celle d'un WIMP. Des simulations Monte-Carlo [77] ont montré que la contribution principale de ces neutrons induits par les muons provient des cascades de désintégration secondaires qui suivent l'interaction des muons avec la roche. Les neutrons produits directement par réaction nucléaire constituent la seconde contribution la plus importante ( $\sim 20\%$ ).

### 2.1.1.2 La radioactivité

Le rayonnement cosmique est également responsable de l'activation de radioisotopes (dits cosmogéniques) notamment dans les détecteurs et le cuivre. Cette activation a principalement eu lieu lorsque les détecteurs étaient encore situés en dehors du laboratoire, exposés à un flux de rayons cosmiques important. Certains cosmogéniques ayant un temps de vie de plusieurs centaines de jours, une installation rapide des détecteurs en site souterrain est requise. La radioactivité ambiante dans le laboratoire provient cependant principalement des éléments des chaînes de désintégration de l' $^{238}\text{U}$  et du  $^{232}\text{Th}$ , ainsi que du  $^{40}\text{K}$  contenu dans la roche. L'activité humaine implique également une radioactivité artificielle mettant en jeu les isotopes de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  et  $^{22}\text{Na}$ .

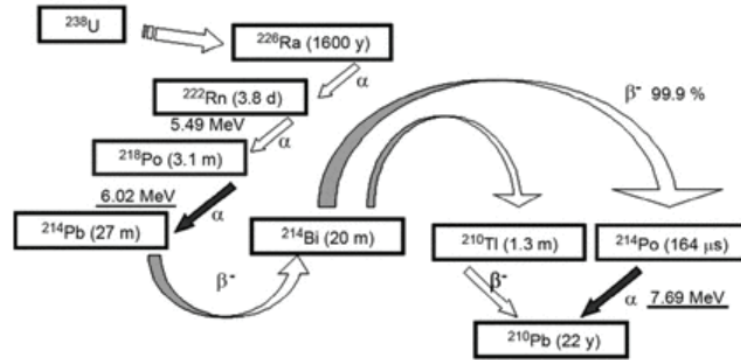


FIGURE 2.1: Schéma de production et de désintégration du  $^{222}\text{Rn}$  [78]

Une source de bruit de fond importante est originaire du radon  $^{222}\text{Rn}$ . Il s'agit d'un gaz rare de temps de demi-vie de 3.8 jours issu de la chaîne de désintégration de l' $^{238}\text{U}$  (cf. figure 2.1). Très volatile, il émane de la roche et peut se déposer à la surface des détecteurs. Parmi les produits de décroissance radioactive du Radon, on trouve le  $^{210}\text{Pb}$  dont le temps de demi-vie d'environ 23 ans implique une contamination irréversible. C'est pourquoi l'air est continuellement renouvelé et le taux de radon résiduel ( $\sim 10 \text{ Bq}/\text{m}^3$ ) fréquemment contrôlé [78]. Le  $^{210}\text{Pb}$  décroît ensuite jusqu'à son isotope stable, le  $^{206}\text{Pb}$ , par désintégrations  $\beta$  et

$\alpha$  successives. Nous verrons par la suite que ce fond  $\beta$  et  $\alpha$ , couplé aux reculs de  $^{206}\text{Pb}$  lors de la désintégration du  $^{210}\text{Po}$  constituent les principales sources de bruit de fond à la surface des détecteurs.

### 2.1.2 Description du dispositif expérimental

La première protection contre le bruit de fond réside dans la localisation même de l'expérience EDELWEISS en site souterrain. Les 1700 m de roche, soit  $\sim 4800$  mwe (mètres équivalent en eau), constituent une protection naturelle qui permet de diminuer le flux de muons cosmiques d'environ un facteur  $10^6$ . Ce dernier reste cependant non négligeable  $\phi_\mu = (5.4 \pm 0.2_{-0.9}^{+0.5}) \mu/\text{m}^2/\text{jour}$  [76], c'est pourquoi un système veto muon composé de 48 modules de scintillateurs plastiques englobe les 100 m<sup>2</sup> du dispositif expérimental (cf. figure 2.2 (a)) avec une efficacité de recouvrement de l'ordre de 97.7% [76]. Les neutrons induits par les muons de haute énergie ( $> 100$  MeV) ne peuvent être efficacement stoppés par des blindages. On utilise alors le système de détection de muons comme un veto en identifiant les coïncidences temporelles entre la détection d'un muon dans les scintillateurs et celle d'un recul nucléaire dans un détecteur Germanium. On diminue ainsi, par discrimination, une partie du fond dû aux neutrons induits par les muons.

Des neutrons de plus faible énergie (quelques MeV) sont cependant majoritairement produits par réactions  $(\alpha, n)$  dans la roche et le blindage de plomb, ou par fission spontanée (principalement par l'  $^{238}\text{U}$ ). C'est pourquoi le blindage extérieur du dispositif est constitué de polyéthylène de 50 cm d'épaisseur, permettant de thermaliser et d'absorber les neutrons d'énergies faibles ou intermédiaires. Le fond neutron en provenance de la roche est ainsi diminué d'environ 3 à 5 ordres de grandeur, dépendamment de l'énergie des neutrons considérés. Dans la phase III de l'expérience, une couche de polyéthylène de 10 cm a été ajoutée entre les détecteurs et l'électronique, à l'intérieur même du cryostat, à l'étage refroidi à 1 K (cf. figure 2.2 (c)). Les écrans de cuivre du cryostat ont par ailleurs été remplacés par des nouveaux composés de cuivre NOSV de meilleure radio-pureté d'activité en  $^{238}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$  inférieure à 0.02 mBq/kg [79].

Une couche de plomb de 18 cm d'épaisseur, matière choisie pour sa forte teneur en Z, vient compléter le blindage de manière à stopper efficacement les  $\gamma$ . Le Plomb étant lui même radioactif par sa teneur en  $^{210}\text{Pb}$ , une couche de 2 cm de Plomb archéologique vient parachever le dispositif pour stopper les photons émis par le  $^{210}\text{Pb}$ . Ce Plomb archéologique est extrêmement pur en  $^{206}\text{Pb}$ , car il a été extrait des mines et purifié de l'uranium et du thorium (qui se désintègrent en  $^{210}\text{Pb}$ ) il y a plusieurs siècles. N'étant plus réalimenté en  $^{210}\text{Pb}$ , ce dernier a largement eu le temps de décroître pour devenir négligeable. Dans EDELWEISS-III, une couche de plomb archéologique a été rajoutée sous le polyéthylène refroidi à 1 K, de manière à diminuer le bruit de fond dû aux neutrons induits par réactions  $(\alpha, n)$  dans les cablages.

L'ensemble du dispositif est disposé sur des rails comme on peut le voir sur la figure 2.2 (b). Le veto muon et les blindages viennent ainsi se refermer autour de la cloche de cuivre externe du cryostat. On peut voir, sur la photographie de droite, l'étage supérieur du cryostat ouvert, là où sont refroidis les détecteurs. Quel que soit le dispositif, une radioactivité



résiduelle est inévitable, malgré l'utilisation d'éléments radiopurs et de blindages. Nous allons donc maintenant nous intéresser à la manière dont interagissent les divers fonds de l'expérience dans le Germanium, matériau constitutif de l'absorbeur des détecteurs.

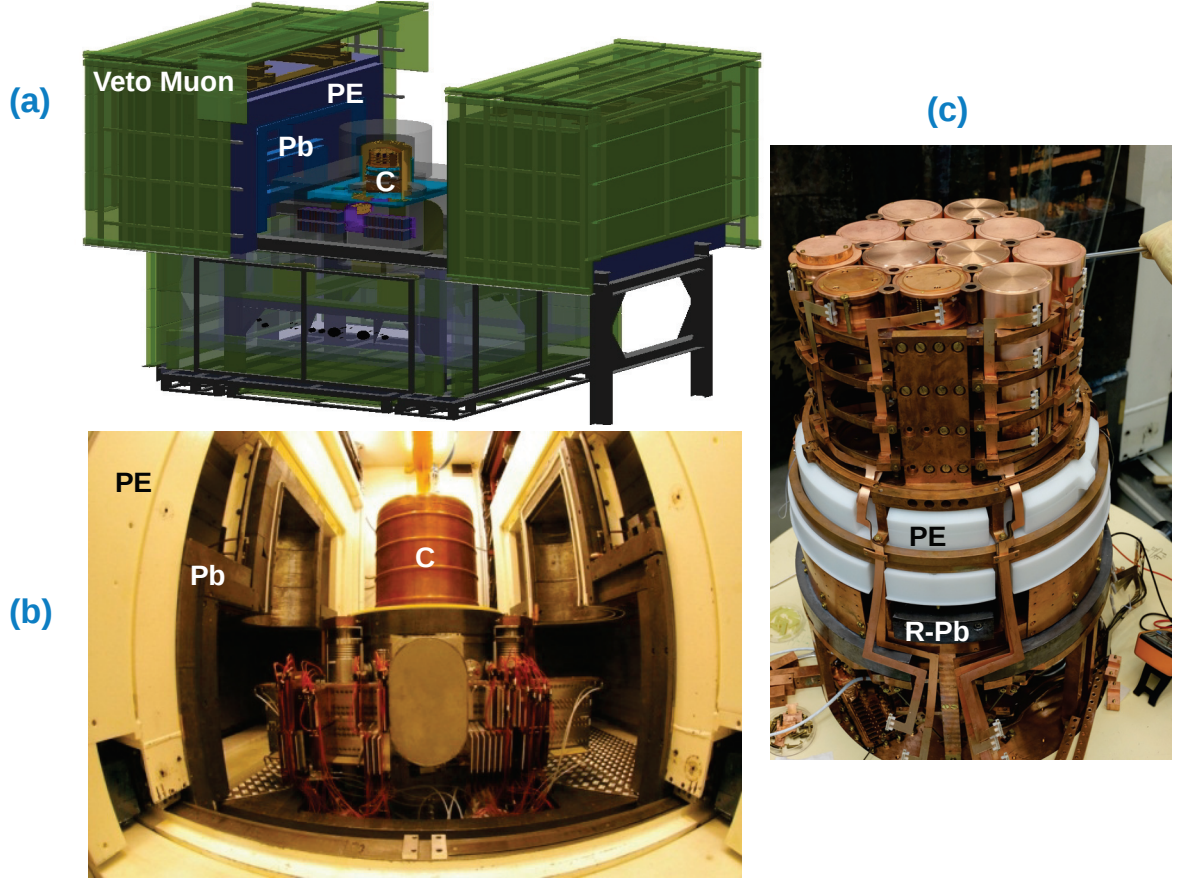


FIGURE 2.2: *Dispositif expérimental tel qu'implémenté dans Geant4 (a) et pris en photo (b). De l'extérieur vers l'intérieur, on distingue le veto muon, le polyéthylène (PE), le plomb (Pb) et le cryostat (C) où sont refroidis les détecteurs. On peut voir (b) le polyéthylène ainsi que le plomb archéologique (R-Pb) ajoutés à l'étage à 1K entre les tours de détecteurs et l'électronique.*

### 2.1.3 Interactions des particules dans la matière

#### 2.1.3.1 Les neutrons

Les neutrons sont problématiques car ils interagissent principalement par diffusion élastique, mécanisme pour lequel il est impossible de distinguer le recul nucléaire induit de celui engendré par un WIMP. Les reculs nucléaires induits par les WIMPs, pour les masses auxquelles nous sommes sensibles ( de l'ordre de 3 à 200 GeV ), sont typiquement dans la gamme d'énergie de ceux induits par des neutrons de 1 à 10 MeV.

### Diffusion élastique

Les neutrons étant électriquement neutres et ayant une masse bien supérieure à celle des électrons, ils interagissent avec le noyau des atomes. La collision élastique d'un neutron avec un noyau au repos de masse  $M_A$  induit un recul d'énergie  $E_R$  telle que :

$$E_R = 2 \frac{M_N M_A}{(M_N + M_A)^2} E_C (1 - \cos(\theta^*)) \quad (2.1)$$

Où  $M_N$  et  $E_C$  sont respectivement la masse et l'énergie cinétique du neutron incident, et où  $\theta^*$  est l'angle de diffusion dans le centre de masse.

### Diffusion inélastique

La diffusion inélastique devient équiprobable à la diffusion élastique pour les neutrons d'énergie supérieure à 3 MeV. Celle-ci consiste en la capture transitoire d'un neutron par un noyau qui se désintègre en émettant un neutron. Le noyau fils excité revient alors dans son état fondamental en émettant un photon :

$$n + {}^A X \rightarrow {}^{A+1} X^* \rightarrow {}^A X^* + n' \rightarrow {}^A X + n' + \gamma \quad (2.2)$$

Si le photon émis est réabsorbé par le détecteur, et que le temps de désexcitation de l'atome  ${}^A X^*$  est très faible devant le temps de montée du pulse ionisation, on obtient alors un signal distinguable de celui d'un WIMP. C'est par exemple le cas des raies à 13.26 keV et 68.75 keV du  ${}^{73}\text{Ge}$  observées lors des calibrations neutron (figure 2.12) du fait des faibles constantes de temps de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ . Les signaux résultent alors d'une somme pondérée de reculs nucléaires et électroniques, et il devient alors possible de les distinguer de ceux induits par des WIMPs.

#### 2.1.3.2 Photons

Il existe trois principaux processus d'interaction photon-matière : la diffusion Compton, l'effet photoélectrique et la création de paires. Ces processus sont plus ou moins prépondérants selon l'énergie des photons incidents et le matériau utilisé pour l'absorbeur.

#### L'interaction Compton

L'interaction Compton est le processus dominant dans la gamme d'énergie [150 keV, 10 MeV] sur les cibles de Germanium. Dans l'absorbeur, celle-ci consiste en la diffusion élastique d'un photon sur un électron du cortège électronique d'un atome de Germanium. Ce faisant, le photon transfère une partie de son énergie et de son impulsion initiales à l'électron, induisant ainsi un recul électronique. Le photon diffusé se retrouve alors avec une énergie  $E'_\gamma$  dépendante de l'angle de diffusion  $\theta$  du photon telle que donnée par la relation suivante :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad (2.3)$$

Où  $m_e$  est la masse de l'électron et  $E_\gamma$  l'énergie initiale du photon. L'énergie transférée de ce dernier est donc bornée à la valeur maximale  $E_\gamma / (1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma})$ . Ce processus va ainsi donner lieu



à des interactions multiples à la fois dans le détecteur, et entre détecteurs du fait notamment du libre parcours moyen de photons compris entre 0.6 et 5 cm dans cette gamme d'énergie.

### L'effet photoélectrique

Il consiste en l'absorption d'un photon par un électron des couches profondes d'un atome. Cette absorption se traduit par l'émission de l'électron excité, alors couramment appelé photoélectron. L'absorption photoélectrique ne peut avoir lieu que si le photon a une énergie  $E_\gamma$  supérieure à l'énergie de liaison de l'électron  $E_L$ . L'énergie du photoélectron est alors  $E_e = E_\gamma - E_L$ .

Suite à ce processus, un espace est laissé vacant dans le cortège électronique du noyau cible et il peut en résulter divers scénarios :

- une réorganisation du cortège électronique par l'émission de rayons X en cascade. Les rayons X émis ont une certaine probabilité d'éjecter un électron par effet photoélectrique. On parle alors d'électron Auger.
- une recombinaison radiative qui consiste en la capture d'un électron avec émission d'un photon d'énergie égale à l'énergie de liaison.

Il s'agit du processus dominant en dessous de 150 keV, gamme d'énergie pour laquelle les photons ont un libre parcours moyen d'environ 0.6 cm.

### La création de paire

Il s'agit de l'annihilation d'un photon en une paire électron-positron. Ce processus nécessite que le photon ait une énergie supérieure à deux fois l'énergie de masse au repos de l'électron ( $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ ), bien au-delà de la gamme en énergie qui nous intéresse.

#### 2.1.3.3 Les alphas

Les particules  $\alpha$  interagissent préférentiellement avec les électrons des couches externes des atomes du milieu. Comme celles-ci sont bien plus massives que les électrons, les transferts d'énergie sont peu efficaces et leur trajectoire est donc quasiment rectiligne. Une particule  $\alpha$  de 5 MeV a un libre parcours moyen de 20  $\mu\text{m}$  dans le Germanium.

#### 2.1.3.4 Les électrons

Nous avons vu que les processus d'interactions photon-matière pouvaient donner lieu à l'émission d'électrons. Ces derniers peuvent également provenir directement de la radioactivité  $\beta$ , notamment par la contamination en radon de la surface des détecteurs. L'interaction des électrons incidents se fait principalement avec les électrons liés des atomes cibles par collision inélastique. La particule incidente et la particule cible ayant la même masse, les transferts d'énergie sont efficaces. Le libre parcours moyen des électrons est donc très faible (de l'ordre de 1.3 mm pour un électron de 1 MeV dans le Germanium). Chaque interaction provoque la transition vers un état excité d'un ou plusieurs électrons. L'énergie d'excitation pouvant être plus élevée que le gap, le transfert d'énergie peut libérer un électron (ioniser l'atome) et le faire passer dans la bande de conduction en laissant une place vacante dans la bande de valence (voir détails en section 2.2.1.1). On parle alors de création de paire électron-trou. L'électron ainsi libéré peut à son tour ioniser ou exciter un des atomes du

milieu si son énergie est suffisante, ou bien dissiper cette dernière en vibrations du réseau cristallin. Les modes de vibration du cristal étant quantifiés dans un cristal, on parle alors d'émission de phonons (particules fictives d'énergie  $h\nu$ ).

## 2.2 Principe de fonctionnement des détecteurs

Dans cette section, nous commencerons par présenter certaines propriétés du Germanium qui compose l'absorbeur des détecteurs. Puis, nous exposerons de manière synthétique le principe de fonctionnement global des détecteurs FIDs. Une description plus détaillée des mesures de la chaleur et de l'ionisation sera effectuée aux sections 2.3 et 2.4.

### 2.2.1 Propriétés du Germanium

#### 2.2.1.1 Structure de bandes du Germanium

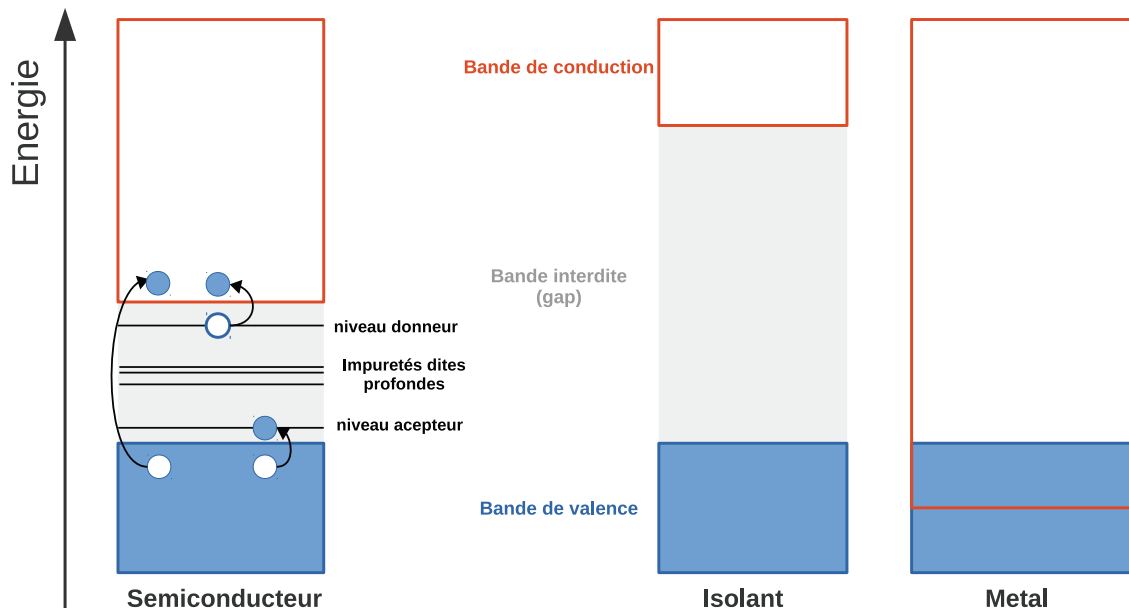


FIGURE 2.3: Schématisation de la classification des solides. Les semi-conducteurs et les isolants se distinguent des métaux par une bande d'énergie interdite (gap) entre la bande de valence et la bande de conduction. Les impuretés du cristal donnent lieu à des niveaux d'énergie supplémentaires dits donneurs ou accepteurs (d'électrons) selon qu'ils sont proches de la bande de conduction ou de valence.

Le Germanium est un matériau semi-conducteur dont on modélise le comportement électrique par la théorie des bandes d'énergie. Celle-ci stipule que l'énergie des électrons d'un matériau ne peut être comprise que dans certains intervalles appelés bandes d'énergie. Au

zéro absolu, la dernière bande d'énergie peuplée, nommée bande de valence, est totalement remplie dans un isolant et dans un semi-conducteur. La bande d'énergie suivante, dite bande de conduction, est celle qui participe aux phénomènes de conduction pour les électrons. Les bandes de valence et de conduction se chevauchent dans un métal, tandis qu'elles sont séparées par une bande d'énergies interdites (gap) dans un isolant ou un semi-conducteur (cf. figure 2.3).

Dans les isolants, l'énergie du gap est telle ( $\sim 6$  eV) que les électrons ne peuvent le franchir. Il est plus faible dans les semi-conducteurs ( $\sim 0.7$  eV dans le Germanium) et permet ainsi aux électrons de passer dans la bande de conduction par de faibles apports d'énergie. Aux températures cryogéniques employées dans l'expérience ( $T \sim 18$  mK), l'énergie thermique disponible est trop faible pour permettre à une fraction conséquente d'électrons de passer dans la bande de conduction ; seule l'interaction d'une particule dans le cristal le peut. C'est là la base de la mesure de l'ionisation qui sera explicitée en section 2.3.

### 2.2.1.2 Impuretés du cristal

La présence d'impuretés dans le cristal induit des niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite. Les niveaux proches de la bande de conduction sont qualifiés de donneurs d'électrons. Une excitation de seulement  $\sim 10$  meV suffit à faire passer un électron du niveau donneur à la bande de conduction. Les niveaux proches de la bande de valence sont eux qualifiés d'accepteurs d'électrons. De la même manière, une énergie d'une dizaine de meV suffit à exciter un électron de la bande de valence vers un niveau accepteur. Notons qu'on peut considérer de manière équivalente qu'il s'agit du passage d'un trou du niveau accepteur vers la bande de valence. La présence de ces impuretés dites peu profondes favorise la création de porteurs de charge pouvant participer à la conduction (trous dans la bande de valence dans le cas des accepteurs et électrons dans la bande de conduction dans le cas des donneurs). L'ajout d'impuretés de manière volontaire (dopage) est souvent réalisé pour contrôler les propriétés électriques du semi-conducteur. Le dopage de type P (resp. de type N) se traduit par l'introduction de niveaux accepteurs (resp. de niveaux donneurs). Dans notre cas, les impuretés sont non désirées car elles agissent comme des pièges pour les porteurs libres et peuvent ainsi biaiser la mesure de l'ionisation. On notera également l'existence d'impuretés dites profondes, résultant en des niveaux d'énergie supplémentaires vers le milieu de la bande interdite. Une description plus détaillée tenant compte de l'état de charge des impuretés et de leur influence sur le piégeage des porteurs est disponible [80]. Elle n'est cependant pas nécessaire à l'étude qui sera faite des signaux induits par le piégeage de charges qui sont indépendants de la nature des pièges.

La pureté des cristaux peut être caractérisée par la densité d'impuretés de type donneurs  $N_d$  et accepteurs  $N_a$ . On a cependant seulement une indication relativement précise du dopage net, défini comme la différence entre ces deux quantités et qui détermine la quantité de porteurs libres. Le Germanium utilisé pour les absorbeurs est extrêmement pur  $10^9 < |N_a - N_d| < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui correspond à environ une impureté pour  $10^{12}$  atomes de Germanium. Les courants de fuite induits par l'application d'un champ électrique ( $\sim \text{V/cm}$ ) aux températures cryogéniques employées sont donc relativement faibles ( $\sim \text{pA}$ ).

### 2.2.2 Les détecteurs FIDs

Les détecteurs FIDs employés par l'expérience EDELWEISS sont des bolomètres équipés de senseurs thermiques de type thermistance. Ils présentent la particularité de mesurer non seulement la chaleur, mais également l'ionisation via la collecte de charges sur des électrodes en Aluminium. C'est cette double mesure qui, comme nous le verrons en section 2.5, permet l'identification du type de particule ayant interagi dans l'absorbeur. Ce dernier, relativement massif  $\sim 800$  g, est un cristal de Germanium cylindrique de 7 cm de diamètre et 4 cm de hauteur. Les détecteurs sont nommés Full Inter Digits du fait de l'agencement particulier des électrodes évaporées à la surface de manière concentrique sur l'intégralité de l'absorbeur (cf. figure 2.4 (a)). Les électrodes de  $200\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et  $100\ \mu\text{m}$  de hauteur sont espacées entre elles de 2 mm et alternativement reliées pour permettre la lecture de la charge sur plusieurs électrodes par des voies ionisation individuelles.

Les détecteurs sont ainsi équipés de quatre voies ionisation (A, B, C et D) et de deux voies chaleur. Les électrodes sont alternativement polarisées négativement et positivement de manière à engendrer la structure de champ électrique visible en figure 2.4. Les tensions typiquement appliquées sont :  $A = -1.5\text{V}$  et  $B = +4\text{V}$  sur la partie supérieure tandis que sur la partie inférieure  $C = +1.5\text{V}$   $D = -4\text{V}$ . Il en résulte, dans le volume du détecteur, un champ orthogonal aux surfaces et relativement homogène de  $0.625\ \text{V/cm}$ . L'intérêt d'une telle configuration vient du fait qu'elle permet l'identification des événements de surface pour lesquels la mesure de l'ionisation peut être biaisée par un piégeage de charges important. En effet, malgré l'extrême pureté du cristal et un traitement spécifique des surfaces à base de  $\text{XeF}_2$  [81], celui-ci présente inévitablement des défauts à son extrême périphérie (dans les derniers  $\mu\text{m}$ ).

Les électrodes B et D sont communément appelées électrodes fiducielles. Elles interviennent dans la collecte de charge pour les événements localisés au centre du détecteur. Cette zone centrale représentée en semi-transparence sur la figure 2.4 (b) est dite fiducielle. Elle délimite la région de l'absorbeur au sein de laquelle l'interaction d'une particule résultera en une mesure de l'ionisation non biaisée par des effets de piégeage importants. Le volume fiduciel représente  $\sim 75\%$  du volume de l'absorbeur dans les détecteurs FID-800g.

Les électrodes A et C sont communément appelées électrodes véto. Cette appellation vient du fait que l'on souhaite rejeter les événements pour lesquels il y a eu collecte de charge sur ces électrodes. Un événement localisé sur la surface du haut (resp. surface du bas) se traduira par une collecte de charge entre les électrodes A et B (resp. C et D). On peut ainsi sélectionner les événements dits fiduciels en requérant qu'aucune collecte de charge n'ait eu lieu sur l'une de ces électrodes véto.

L'interaction d'une particule dans l'absorbeur va entraîner la création d'un nombre de paires électron-trou proportionnel à l'énergie déposée  $E_R$  (énergie de recul), mais dépendant de la nature de la particule incidente. Les reculs électroniques induits par les  $\gamma$  et  $\beta$  engendrent la création d'environ trois fois plus de paires électron-trou que les neutrons qui induisent des reculs nucléaires. Ces porteurs de charge vont dériver sous l'influence du champ électrique

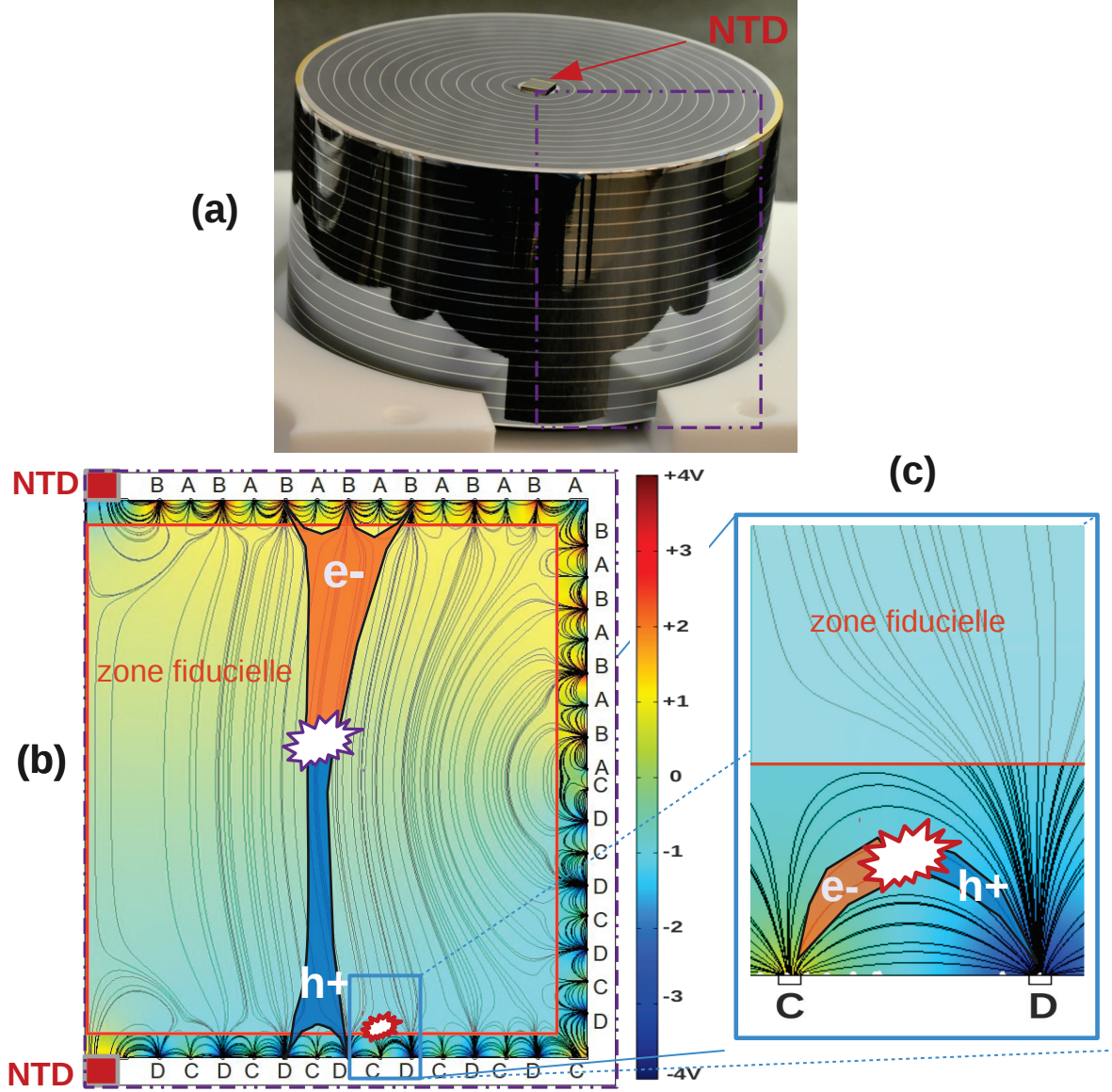


FIGURE 2.4: Figure (a) : photographie d'un détecteur FID. On peut observer les fines électrodes d'Aluminium concentriques et l'un des deux NTD (sur la surface du haut). Figure (b) : vue schématisique de la coupe transverse du détecteur telle que délimitée en traits pointillés sur la photo (a). Les lignes de champ électrique obtenues via un logiciel de simulation par éléments finis y sont représentées en traits noirs. L'échelle de couleur indique la valeur du potentiel électrique en tout point du détecteur. La zone fiducielle est représentée en semi-transparence. La collecte des électrons ( $e^-$ ) et des trous ( $h^+$ ) y est schématisée pour un événement fiduciel ainsi que pour un événement de surface sur la figure (c) (zoom sur la surface du bas).



jusqu'à atteindre les électrodes de collecte où ils vont se recombiner (anode B et cathode D fiducielles dans le cas d'un événement fiduciel). Il est alors possible d'accéder à la quantité de charges collectées en mesurant les variations de tension induites aux bornes des électrodes. La mesure de l'énergie ionisation est déduite de la quantité de charge collectée lors de l'exposition au préalable à une source  $^{133}\text{Ba}$  dont l'énergie des  $\gamma$  est connue (356 keV). En parallèle, l'interaction de cette particule induit une élévation de température mesurée au moyen de deux NTD disposés sur les faces du détecteur (cf figure 2.4 (a)). Il s'agit de résistances qui varient avec la température (thermistances) et à travers lesquelles on injecte un courant constant. L'élévation de la température est ainsi déduite des variations de tensions mesurées à leurs bornes. Cette élévation de température globale provient de deux contributions :

- L'intégralité de l'énergie déposée par la particule incidente est convertie sous forme de chaleur, que ce soit par les vibrations du réseau cristallin résultant du recul de l'atome de Germanium ou par la recombinaison des porteurs de charge qui restituent ainsi l'énergie empruntée lors de leur création. On a ainsi une première contribution à l'énergie chaleur égale à l'énergie de recul  $E_R$ .
- Durant leur dérive, les porteurs accélérés par le champ électrique restituent sous forme de chaleur l'énergie cinétique acquise en interagissant avec le réseau cristallin. Cette conversion en chaleur du travail de la force électrique exercée sur les porteurs de charge est nommée effet Neganov-Luke [82] [83]. Par la suite, on s'y référera par son abréviation couramment employée : effet Luke. Cette seconde contribution à l'énergie chaleur que l'on notera  $E_{\text{Luke}}$  dépend ainsi du nombre de porteurs de charge créés et donc du type de la particule incidente.

L'énergie chaleur totale lue  $E_C$  est ainsi égale à la somme de ces deux contributions :

$$E_C = E_R + E_{\text{Luke}} \quad (2.4)$$

La mesure de la chaleur dépend, tout comme la mesure de l'ionisation, du type de recul induit par la particule incidente du fait de l'effet Luke. On peut cependant estimer la contribution de l'effet Luke à partir de la mesure de l'ionisation, et la soustraire à la mesure de la chaleur totale de manière à retrouver l'énergie de recul. On tire ainsi avantage de la double mesure en ayant non seulement accès à l'énergie déposée indépendamment du type de la particule incidente, mais également à la nature du recul induit (nucléaire ou électronique) via le rapport chaleur/ionisation. Pour ce faire, la contribution  $E_{\text{Luke}}$  ne doit toutefois pas dominer le signal chaleur, sans quoi la mesure de la chaleur résulterait en une simple mesure de l'effet Luke et donc en une mesure redondante de l'ionisation. L'effet Luke étant proportionnel à la différence des tensions appliquées aux bornes de électrodes de collecte, on est contraint d'opérer à des faibles valeurs de champ électrique typiquement inférieures à 1 V/cm. Nous verrons par la suite que le piégeage de charges joue alors un rôle important à de si faibles valeurs du champ, même dans le volume fiduciel du Germanium de haute pureté (HP-Ge).

## 2.3 La voie ionisation

### 2.3.1 Nombre de paires électron-trou créées

L'interaction d'une particule dans le cristal donne lieu, via les divers processus évoqués en section 2.1.3, à l'excitation d'une multitude d'électrons de la bande de valence vers la bande

de conduction, laissant une lacune dans la bande de valence. On parle alors de création de paires électron-trou. Les électrons peuvent être excités avec des énergies bien supérieures au gap (de l'ordre de  $\sim 20$  eV) et relaxent par émission de phonons et/ou par la création de nouvelles paires. L'ensemble de ces processus résulte en une dépendance linéaire du nombre moyen de paires électron-trou créées  $N^j$  avec l'énergie déposée  $E_R$  par la particule :

$$N^j = \frac{E_R}{\epsilon^j} \quad (2.5)$$

Où  $\epsilon^j$  est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-trou. Cette énergie dépend du type de recul induit par la particule mais reste systématiquement plus élevée que le gap en énergie [84]. Dans le Germanium, ce dernier est de 0.67 eV tandis qu'il faut en moyenne  $\epsilon^\gamma = 3$  eV pour créer une paire de porteurs de charge suite à un recul électronique et  $\epsilon^n = 12$  eV via un recul nucléaire.

La résolution de la mesure en ionisation est ainsi intrinsèquement limitée par les fluctuations sur le nombre de paires créées. En supposant les processus de thermalisation des électrons par émission de phonons et par création de paires comme décorrélés, la distribution de  $N^j$  obéirait à une statistique de Poisson. L'écart type  $\sigma(N^j)$  de la distribution serait alors simplement donné par  $\sigma(N^j) = \sqrt{N^j}$  et la résolution intrinsèque  $\sigma(E_R) = \sqrt{\epsilon^j E_R}$ . Cependant, du fait des corrélations entre ces processus, les fluctuations statistiques sont moindres et amènent à la formulation du facteur de Fano  $F$  [85]. Celui-ci, défini comme le rapport entre la fluctuation observée et la fluctuation attendue d'une statistique de Poisson, est très faible dans le Germanium ( $F \sim 0.1$ ) [86]. Sa mesure exacte est rendue difficile car elle nécessite de se placer dans des conditions expérimentales où les diverses autres contributions à la résolution totale (bruit de l'électronique, piégeage...) seraient faibles et déterminées avec une précision suffisante pour pouvoir les soustraire.

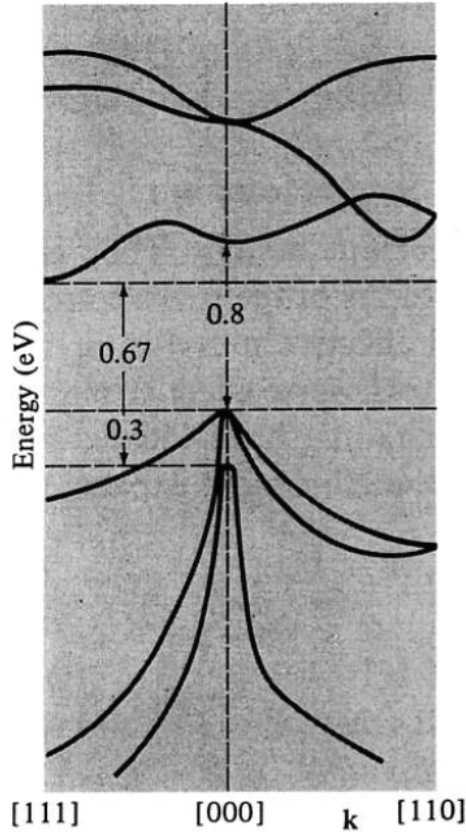
La résolution du détecteur est ainsi intrinsèquement limitée par la fluctuation sur le nombre de paires  $e^-/h^+$  créées selon la loi :

$$\sigma(E_R) = 2.35 \sqrt{F \epsilon^j E_R} \quad (2.6)$$

Notons que sa contribution ne devient comparable à la résolution ligne de base des voies ionisation ( $\sigma \sim 300$  eV) que pour des  $\gamma$  d'énergie supérieure à 300 keV, gamme d'énergie où nous verrons que le piégeage de charges donne lieu à des fluctuations bien plus élevées.

### 2.3.2 Transport des électrons et des trous

Suite à leur création, les porteurs de charge subissent l'influence du champ électrique et dérivent en direction des électrodes. Leur transport ne se résume cependant pas à suivre les lignes de champ comme nous l'avons implicitement laissé entendre jusqu'à présent. Pour en comprendre les raisons, nous devons d'abord nous intéresser à la structure de bande du Germanium, et ce de manière plus précise qu'en section 2.2.1.1. La figure 2.5 représente les niveaux d'énergie des diverses bandes de valence et de conduction dans l'espace des vecteurs d'onde  $\vec{k}$ . On observe que la valeur du gap précédemment donnée (0.67 eV) correspond à

FIGURE 2.5: *Structure de bandes du Germanium [87]*

un gap indirect entre le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction dans la direction  $[1,1,1]$ . Une transition d'un électron excité vers la bande de conduction se traduit donc par un transfert de  $\vec{k}$  avec les phonons du milieu pour respecter la conservation de l'énergie et de l'impulsion [87].

Le déplacement des trous est régi par la structure de la bande de valence. On peut voir que celle-ci possède un maximum centré en  $[0,0,0]$  et qu'elle est relativement parabolique en son voisinage. La structure de la bande pour les trous est ainsi relativement isotropique (ne privilégiant presque aucune direction cristallographique). La dérive des électrons est quant à elle liée à la structure de la bande de conduction. Etant donné que le minimum de la bande de conduction se trouve en  $[1,1,1]$ , et que le champ électrique est appliqué dans la direction  $[0,0,1]$ , les charges se déplacent à 35 degrés dans le cristal. Il existe plusieurs minima dans la bande de valence selon différentes directions cristallographique que l'on nomme vallées. Les électrons de conduction peuvent ainsi effectuer des transitions inter-vallées accompagnées d'émission de phonons à grand  $\vec{k}$ . Ce type de transition entre en compte dans les effets d'anisotropie de transport des électrons. Une simulation complexe du transport des porteurs de charge tenant compte de l'ensemble de ces effets a été effectuée par A. Broniatowski [88]. On peut voir, sur la figure 2.6, le déplacement des paires électron-trou simulé suite à l'inter-



action d'un  $\gamma$  de 384 keV avec dépôts multiples dans un détecteur FID de 200 g (hauteur = 2 cm, diamètre = 4.8 cm). Les conditions de polarisation utilisées pour la simulation ( $\pm 2$  V,  $\pm 0.75$  V) donnent proportionnellement les mêmes valeurs de champ électrique dans les détecteurs FID de 800g employés en conditions dites standard ( $\pm 4$  V,  $\pm 1.5$  V). Un comportement similaire de la dérive des porteurs est donc attendu dans les détecteurs FID800 de l'expérience.

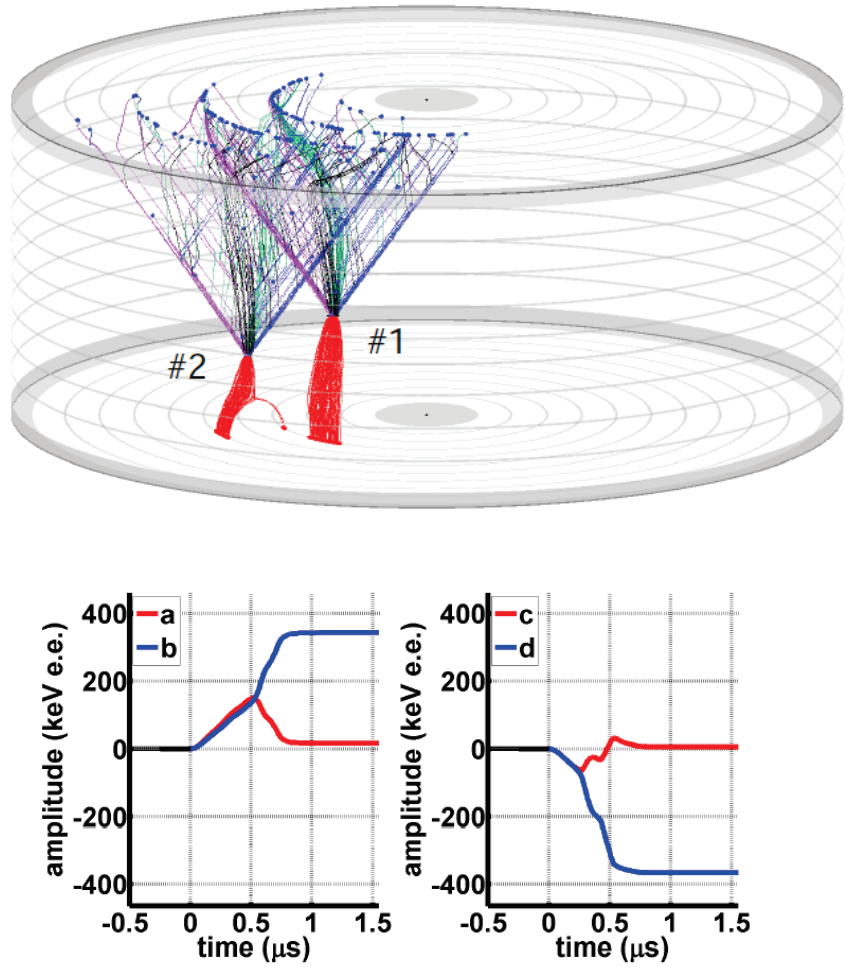


FIGURE 2.6: Résultats de la simulation du transport des charges et des signaux induits sur les électrodes dans un détecteur FID de 200 g. La figure du haut montre le parcours suivi par les électrons (en bleu) et celui suivi par les trous (en rouge) suite à une interaction multiple dans le volume fiduciel (#1 et #2) d'un  $\gamma$  de 384 keV. La figure du bas montre l'amplitude et la dépendance temporelle des signaux induits sur les électrodes fiducielles b et d (en bleu) et sur les électrodes veto a et c (en rouge).

### 2.3.3 Le signal ionisation

Contrairement aux idées reçues, le signal ne se forme pas lors de la collecte des paires électron-trou sur les électrodes, mais dès leur séparation sous l'influence du champ électrique et prend fin à leur collecte. Cette séparation des paires globalement neutres a le même effet en termes de modification du potentiel électrique sur les électrodes que si l'on avait placé des charges négatives ( $e^-$ ) et positives ( $h^+$ ) dans l'absorbeur. La modification du potentiel électrique de l'anode (resp. cathode) s'accroît ainsi au fur et à mesure que les électrons (resp. les trous) s'en approchent et prend fin à leur collecte. On mesure alors le signal d'une voie ionisation par la variation de tension induite sur les électrodes de collecte associées. Le signal ionisation se développe ainsi sur une plage de temps ( $\sim \mu s$ ) caractéristique de la vitesse des porteurs ( $\sim 2 \text{ cm}/\mu s$ ) et de la distance à parcourir qui dépend de la localisation du dépôt d'énergie. Dans EDELWEISS, l'échantillonnage de la voie ionisation est effectué à une fréquence de 100 kHz. Cela signifie qu'aucune information sur la forme ou le temps de montée ne peut être extraite, et par suite aucune information sur la localisation de l'événement ne peut en être déduite. Nous verrons toutefois, au chapitre 3, comment extraire une information sur la profondeur du dépôt d'énergie à partir de l'amplitude des signaux induits par le piégeage de charges.

### 2.3.4 La mesure de l'ionisation

L'amplitude du signal ionisation  $A_I$  est proportionnelle au nombre de paires électron-trou collectées. Nous avons vu, dans la section 2.3.1 que le nombre moyen de paires créées dépendait non seulement de l'énergie déposée  $E_R$  mais également de la nature de la particule incidente. Les  $\gamma$  et  $\beta$  donnent lieu à des reculs électroniques pour lesquels l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire est  $\epsilon^\gamma \sim 3 \text{ eV}$ . Les neutrons induisent quant à eux des reculs nucléaires pour lesquels la création de paire est moins efficace  $\epsilon^n \sim 12 \text{ eV}$ . L'amplitude du signal ionisation dépend ainsi du type de recul induit de la manière suivante :

$$A_I^\gamma \propto N^\gamma = \frac{E_R}{\epsilon^\gamma} \quad A_I^n \propto N^n = \frac{E_R}{\epsilon^n} \quad (2.7)$$

Le signal est mesuré en ADU (*Analog to Digital Units*) qu'il convient de convertir en énergie. Il n'est cependant possible d'étalonner la voie ionisation en énergie que pour un type de recul seulement du fait de la dépendance de l'amplitude avec la nature du recul (eq 2.7). Cette procédure d'étalonnage décrite en section 4.2.2 est effectuée au moyen d'une source  $^{133}\text{Ba}$  principalement émettrice de  $\gamma$  de 356 keV et 383.9 keV. Les pics photoélectriques sont identifiables à ces énergies et permettent de convertir le signal mesuré en keV pour des reculs électroniques. On dispose ainsi d'une mesure de l'ionisation  $E_I$  exprimée en  $\text{keV}_{ee}$  (keV équivalent électron) telle que :  $E_I = E_R$  pour les  $\gamma$  et  $\beta$ . On obtient ainsi, de par la procédure d'étalonnage choisie, la relation suivante valable pour tout type de recul :

$$E_I^j = \epsilon^j N^j \quad (2.8)$$

On introduit le facteur de quenching  $Q^j$  défini tel que  $Q^j = \epsilon^\gamma / \epsilon^j$ . A partir des équations 2.7 et 2.8, on obtient alors la relation suivante :

$$E_I^n = \epsilon^\gamma N^n = \epsilon^\gamma \frac{E_R}{\epsilon^n} = Q^n E_R \quad (2.9)$$

$$E_i^\gamma = \epsilon^\gamma N^\gamma = \epsilon^\gamma \frac{E_R}{\epsilon^\gamma} = Q^\gamma E_R \quad (2.10)$$

où  $Q^\gamma = 1$  par définition, impliquant que l'on retrouve bien  $E_I = E_R$  pour les reculs électroniques. Pour les reculs nucléaires, on voit qu'un dépôt de même énergie  $E_R$  donnera lieu à une mesure de l'ionisation plus faible car  $Q^n < Q^\gamma$ . De manière générale, on voit par construction que le facteur de quenching équivaut au taux d'ionisation relativement à l'énergie déposée  $Q = E_I/E_R$  pour tout type de recul.

Pour les reculs nucléaires, ce taux d'ionisation dépend en réalité de l'énergie déposée tel que le décrit la théorie de Lindhard [89][90]. Une mesure de la variation du taux d'ionisation avec l'énergie de recul a été effectuée dans EDELWEISS lors d'une étude sur les capacités de discrimination du fond [91]. Bien que celle-ci ait été effectuée sur des détecteurs différents de 70 g, nous verrons en section 4.3.3 que la loi de dépendance obtenue est toujours valide :

$$\langle Q^n \rangle = 0.16 E_R^{0.18} \quad (2.11)$$

## 2.4 La voie chaleur

### 2.4.1 Principe de la mesure de la chaleur

Suite à l'interaction d'une particule dans l'absorbeur, l'atome de Germanium subit un recul qui engendre une vibration de l'ensemble du réseau cristalin. Les modes de vibration sont quantifiés dans un cristal. Les gains et pertes d'énergie ne peuvent se faire que par paquets d'énergie  $h\nu$ . C'est pourquoi on a tendance à représenter ces échanges d'énergie par des particules fictives nommées phonons. Suite au recul de l'atome cible, l'énergie déposée est quasi intégralement convertie en phonons prompts, l'autre partie étant temporairement empruntée pour créer les paires électron-trou. Ces porteurs de charge sont accélérés par le champ électrique et dérivent en direction de leurs électrodes de collecte respectives. Durant leur dérive, les porteurs entrent en permanence en collision avec le cristal et l'échauffent ainsi en convertissant leur énergie cinétique acquise en phonons. Cette conversion en chaleur du travail de la force électrique exercée sur les porteurs est nommée effet Luke-Neganov. En fin de dérive, les porteurs de charge se recombinent sur les électrodes de collecte en libérant l'énergie du gap précédemment empruntée sous forme de phonons. En définitive, l'intégralité de l'énergie déposée est convertie sous forme de phonons, assortie d'une contribution supplémentaire due à l'effet Luke.

Les phonons prompts dits "hors d'équilibre" ne sont pas distribués de manière homogène dans le détecteur et contiennent donc une information sur la localisation de l'événement. Les "phonons Luke", quant à eux, ont des distributions angulaires relativement orientées selon la propagation de la charge. Les phonons sont rapidement thermalisés ( $\sim 100 \mu s$ ) et homogénéiquement répartis, engendrant la perte de ces informations. La mesure de la chaleur

$E_C$  via ces phonons thermiques se traduit ainsi, en première approximation, par une simple mesure de l'élévation de la température  $\Delta T$  de l'absorbeur :

$$\Delta T = \frac{E_C}{C} \quad (2.12)$$

Où  $C$  est la capacité calorifique totale (absorbeur et senseur thermique). De faibles capacités calorifiques sont requises pour augmenter la sensibilité de la mesure. La capacité calorifique variant en  $C \propto T^3$  [92], les détecteurs sont refroidis à des températures cryogéniques  $\sim 18$  mK. Même à ces températures, les dépôts d'énergie engendrent des élévations de température de l'ordre de quelques  $\mu$ K seulement. Il convient donc d'utiliser des senseurs adaptés à la mesure de si faibles élévations de température.

### 2.4.2 Les senseurs NTD

Les senseurs thermiques employés par l'expérience sont nommés NTD (Neutron Transmutation Doped). Il s'agit de mini cristaux de Germanium cubiques d'environ  $1 \text{ mm}^3$ , dopés par irradiation de neutrons thermiques [93]. Ce dopage permet de modifier les propriétés électriques du Germanium de telle sorte que les élévations de température du NTD vont permettre l'excitation des électrons dans la bande de conduction. Les senseurs NTD sont ainsi des thermistances, de résistance  $R(T_e)$  qui varient avec la température  $T_e$  des électrons de conduction du NTD selon la loi de dépendance suivante à basse température :

$$R(T_e) = R_0 \times \exp \left( \sqrt{\frac{T_0}{T_e}} \right) \quad (2.13)$$

Où  $R_0$  et  $T_0$  sont des grandeurs caractéristiques du NTD. Typiquement, aux températures auxquelles sont soumis les détecteurs, la résistance des NTDs est de l'ordre de  $1 \text{ M}\Omega$ .

On peut résumer le principe de la mesure de la manière suivante :

Le dépôt d'énergie induit une élévation de température, via les divers processus décrits précédemment, qui se traduit par une diminution de la résistance du NTD. En injectant un courant constant  $I_p$  à travers celui-ci, on mesure, à partir de la diminution de la tension à ses bornes, la diminution de la résistance et donc l'élévation de température. La mesure de la chaleur, tout comme la mesure de l'ionisation, est ainsi effectuée par une mesure de tension.

Notons que la puissance dissipée par effet Joule issue de la polarisation du NTD (en courant  $I_p$  ou tension  $U_p$ ) induit une élévation de température du NTD. Si on mesurait des variations de courant à tension constante  $U_p$ , la puissance dissipée augmenterait avec la diminution de la résistance  $P_J = U_p I = U_p^2 / R(T_e)$  et la température divergerait rapidement. Ce n'est cependant pas le cas lorsque l'on mesure des variations de tension à courant constant, la puissance dissipée  $P_J = U_p I = R(T_e) I_p^2$  diminuant avec la valeur de la résistance.

### 2.4.3 Modèle thermique : approximation à 3 corps

Il est possible de modéliser le signal chaleur de détecteurs FIDs équipés d'un NTD en approximant l'ensemble à un système à trois corps [94]. Le schéma de principe d'un tel système

pour un détecteur EDELWEISS équipé d'un seul NTD est visible en figure 2.7. L'absorbeur est relié au NTD et au bain (le cryostat) par des liens thermiques caractérisés par des conductances  $G_{ap}$  et  $G_{ab}$ . Le NTD est subdivisé en deux sous-systèmes (NTD-électron et NTD-phonon) liés thermiquement par le couplage électron-phonon caractérisé par une conductance  $G_{ep}$ . Une telle modélisation va permettre de tenir compte du fait que la résistance du NTD, et par suite la mesure de la chaleur, ne dépendent que de la température des électrons du NTD.

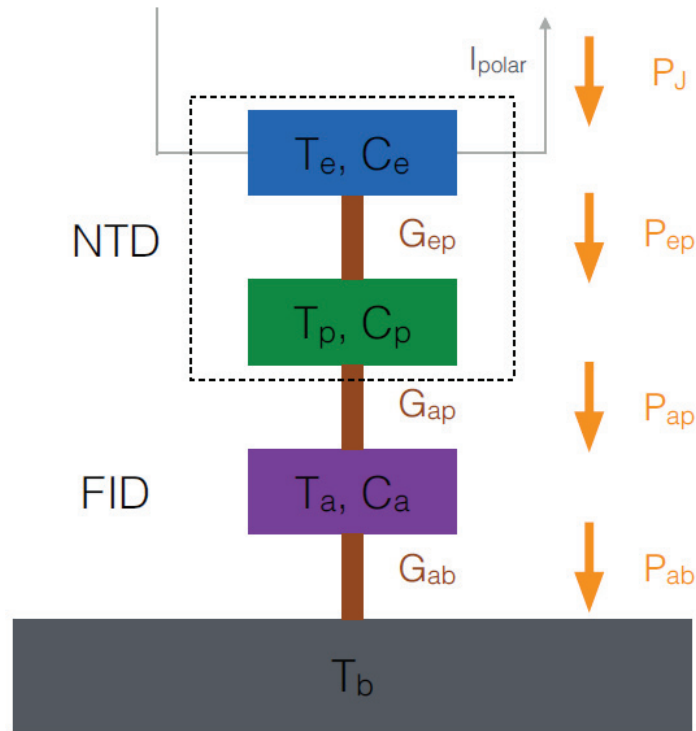


FIGURE 2.7: Schéma de l'approximation d'un système à 3 corps pour un détecteur EDELWEISS équipé d'un seul NTD. Figure issue de [94]

Contrairement à la modélisation très simpliste qui a été précédemment faite, en l'absence de perturbation induite par l'interaction d'une particule, le système n'est pas à l'équilibre à la température du bain  $T_b$ . En effet, le courant de polarisation  $I_p$  nécessaire au fonctionnement du NTD induit, par effet Joule, un échauffement du système NTD-électron dont la puissance est donnée par  $P_J = RI_p^2$ . Un transfert de puissance  $P_{ep}$  est alors effectué des électrons aux phonons du NTD via le couplage électron-phonon caractérisé par une conductance  $G_{ep}$ . La température des électrons du NTD à l'équilibre  $\bar{T}_e$  va donc différer de la température du bain  $T_b$ . Il en va de même pour le système NTD-phonon et pour l'absorbeur dont les températures respectives à l'équilibre  $\bar{T}_p$  et  $\bar{T}_a$  vont être déterminées par les divers transferts de puissance  $P_{ep}$ ,  $P_{ap}$  et  $P_{ab}$ . On se propose de décrire de manière concise les transferts de puissance thermique entre les différents systèmes.

La puissance thermique transférée entre les électrons et les phonons du NTD est donnée par  $P_{ep} = V_s g_{ep}(T_e^n - T_p^n)$  où  $V_s$  et  $g_{ep}$  sont respectivement le volume du NTD et la constante de couplage électron-phonon par unité de volume. La valeur de  $n$  dépend du matériau et vaut typiquement 6 pour les NTD. Le transfert de chaleur entre les phonons du NTD et l'absorbeur est quant à lui supposé être effectué par simple diffusion thermique. Le transfert de puissance est ainsi simplement donné par  $P_{ap} = G_{ap}(T_p - T_a)$ . Enfin, la conduction thermique entre l'absorbeur et le bain étant effectuée par deux pads d'or de surface  $S_{Au} = 0.5 \times 25 \text{ mm}^2$ , la contribution dominante au lien thermique est la Kapitza de conductance par unité de surface  $g_k$ . Le transfert de puissance entre l'absorbeur et le bain est ainsi donné par  $P_{ab} = S_{Au} g_k (T_a^{n_k} - T_b^{n_k})$  où  $n_k = 4$ .

Les transferts de puissance dépendant à la fois des couplages entre systèmes et de leurs températures, les variations de températures des divers éléments sont régies par un système d'équations couplées :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = P_j - P_{ep} = R(T_e) I_p^2 - V_s g_{ep} (T_e^n - T_p^n) \quad (2.14)$$

$$C_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = P_{ep} - P_{pa} = V_s g_{ep} (T_e^n - T_p^n) - G_{ap} (T_p - T_a) \quad (2.15)$$

$$C_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = P_{pa} - P_{ab} = G_{ap} (T_p - T_a) - S_{Au} g_k (T_a^{n_k} - T_b^{n_k}) \quad (2.16)$$

Ce système d'équations ne peut être résolu de manière analytique. Il peut cependant l'être numériquement après un développement au premier ordre de Taylor, en considérant les températures  $T_e$ ,  $T_p$  et  $T_a$  comme des perturbations ( $\delta T_e$ ,  $\delta T_p$ ,  $\delta T_a$ ) autour de leurs températures d'équilibre  $\bar{T}_e$ ,  $\bar{T}_p$  et  $\bar{T}_a$ . Il est ainsi possible de déterminer les fluctuations de température des divers systèmes suite à l'interaction d'une particule dans l'absorbeur avec notamment  $\delta T_e$  responsable de la variation de la résistance du NTD.

Comme nous l'avons précédemment évoqué, l'interaction d'une particule dans l'absorbeur va donner lieu, via divers processus, à la création de phonons. Ceux-ci sont rapidement thermalisés comme en témoigne le front de montée rapide de la courbe violette (Figure 2.8) qui représente l'évolution dans le temps de la température de l'absorbeur  $\delta T_a$  suite à un dépôt d'énergie de 100 keV. Du fait de la faible conductance du lien thermique entre l'absorbeur et le NTD, l'élévation de température  $\delta T_p$  des phonons du NTD est quasi instantanée comme le montre l'allure de la courbe verte. La courbe bleue représente la variation de température  $\delta T_e$  des électrons du NTD. C'est cette variation de température qui nous intéresse plus particulièrement du fait qu'elle régit la valeur de la résistance  $R(T_e)$  du NTD. La dernière courbe en rouge représente les variations de tension aux bornes du NTD, et donc le signal chaleur théorique attendu pour un dépôt d'énergie de 100 keV. Notons que la résistance diminue avec la température et induit donc une variation de tension négative. Le temps de "montée" caractéristique du pulse est ainsi régi par la constante de temps du couplage électron-phonon. Le temps de "décroissance" beaucoup plus long est quant à lui imposé par le couplage de l'absorbeur au cryostat.

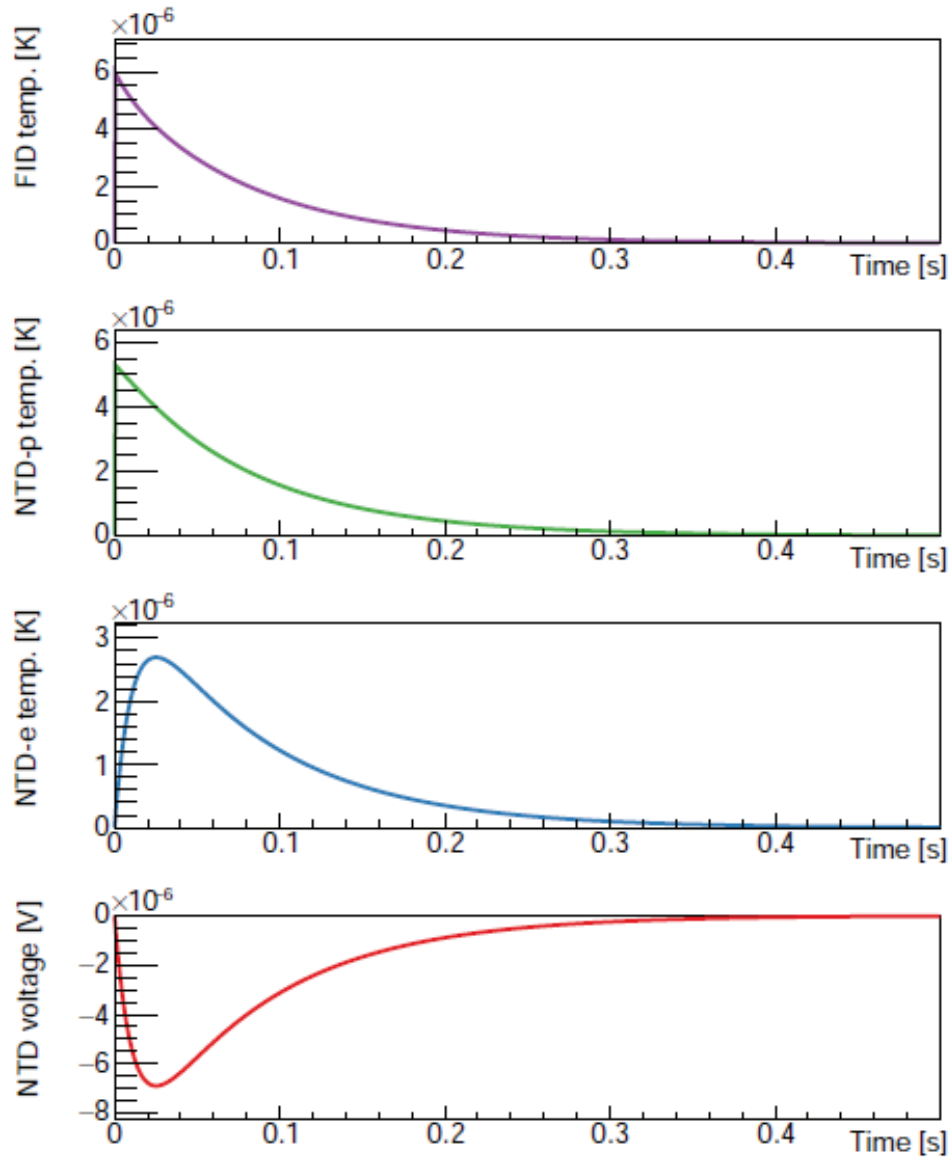


FIGURE 2.8: Réponse du système suite à un dépôt d'énergie de 100 keV dans l'absorbeur. On peut voir l'évolution de la température des divers systèmes depuis l'absorbeur (FID) jusqu'au système NTD-électron en passant par le système NTD-phonon. On voit tout en bas la variation de tension attendue aux bornes du NTD pour un tel événement. Figure extraite de [94].



### 2.4.4 La cryogénie

Nous venons de voir que les détecteurs doivent être placés à des températures cryogéniques de l'ordre de la dizaine de mK, de manière à mesurer les très faibles élévations de température induites par l'interaction d'une particule dans l'absorbeur. Les liquides cryogéniques tels que l'azote, l'hélium 4 et l'hélium 3 ont des points d'ébullition respectivement à 77 K, 4.2 K et 3.2 K à pression atmosphérique. La température la plus basse que l'on puisse atteindre avec l'utilisation individuelle d'un de ces liquides est de l'ordre de 0.3 K, en pompant la vapeur au-dessus d'un bain d'hélium 3. La seule méthode permettant d'atteindre les températures recherchées consiste à tirer bénéfice des propriétés du mélange  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  au moyen d'un cryostat à dilution. On se propose d'exposer le principe de fonctionnement d'un tel cryostat en se référant à la figure 2.9.

Un bain d' $^4\text{He}$  à 4.2 K (2) est placé dans une chambre à vide et relié au pot (3) par un capillaire. En pompant (1) les vapeurs d' $^4\text{He}$ , on force l' $^4\text{He}$  liquide à l'interface à se vaporiser pour rétablir l'équilibre entre phase liquide et phase gazeuse. Cette réaction est endothermique du fait que de l'énergie est prélevée au système sous forme de chaleur latente pour briser les liaisons covalentes. On atteint ainsi une température de l'ordre de 1.5 K au niveau du pot, maintenue par un équilibre entre hélium gazeux pompé et réalimentation du pot en hélium liquide par le capillaire qui joue le rôle d'impédance de flux.

Intéressons-nous maintenant au cheminement du mélange  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  en commençant par le bouilleur (5). La circulation du mélange est effectuée en pompant la vapeur en suspension au-dessus du mélange liquide. Selon le même principe que celui évoqué précédemment, il en résulte un effet frigorifique certes plus important qu'au niveau du pot du fait de la présence d' $^3\text{He}$  mais cependant insuffisant pour atteindre la température souhaitée. Par ailleurs, la pression de vapeur saturante étant beaucoup plus élevée pour l' $^3\text{He}$  que pour l' $^4\text{He}$ , c'est principalement ce premier qui va être évaporé du liquide résultant en un mélange liquide de très faible concentration en  $^3\text{He}$  (<1%) au niveau du bouilleur. Le mélange gazeux quasi uniquement composé d' $^3\text{He}$  est alors acheminé dans un piège à azote où il est purifié de ses impuretés (éléments autres que l'hélium) puis renvoyé dans l'enceinte du cryostat au départ d'un nouveau cycle. Il est alors progressivement refroidi, au niveau du pot à 1.5 K, du bouilleur à 0.8 K, et des échangeurs thermiques (6) à 0.1 K, jusqu'à atteindre la chambre à mélange où va avoir lieu l'effet frigorifique recherché basé sur les propriétés suivantes du mélange  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  :

Les atomes d' $^3\text{He}$  obéissent à une statistique de Fermi-Dirac (deux atomes d' $^3\text{He}$  ne peuvent occuper à la fois la même position et être dans le même état d'énergie). De ce fait, une augmentation de densité d' $^3\text{He}$  implique un accroissement de leur énergie cinétique et qu'ils soient ainsi moins liés aux autres atomes. Proche du zéro absolu, la concentration d' $^3\text{He}$  ne peut excéder 6.5% [92]. Il devient énergétiquement plus favorable qu'apparaissent deux phases : une phase diluée (pauvre en  $^3\text{He}$   $\sim$  6.5%) flottant à la surface d'une phase concentrée (riche en  $^3\text{He}$   $\sim$  100%). En prélevant de l' $^3\text{He}$  à la phase diluée, on diminue sa concentration et on autorise donc le passage d' $^3\text{He}$  de la phase concentrée à la phase diluée. Ce transfert d' $^3\text{He}$  d'une phase à l'autre étant énergétiquement favorable, il s'ensuit une diminution de



la température.

En pompant l' $^3\text{He}$  du bouilleur, un gradient de concentration en  $^3\text{He}$  a lieu dans le mélange  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  entre la chambre à mélange et le bouilleur et induit une pression osmotique qui force l' $^3\text{He}$  à circuler de cette première vers cette dernière. La diminution de concentration de la phase diluée à l'interface de la phase concentrée autorise alors le passage d' $^3\text{He}$  dans cette première, avec pour résultat l'effet frigorifique recherché.

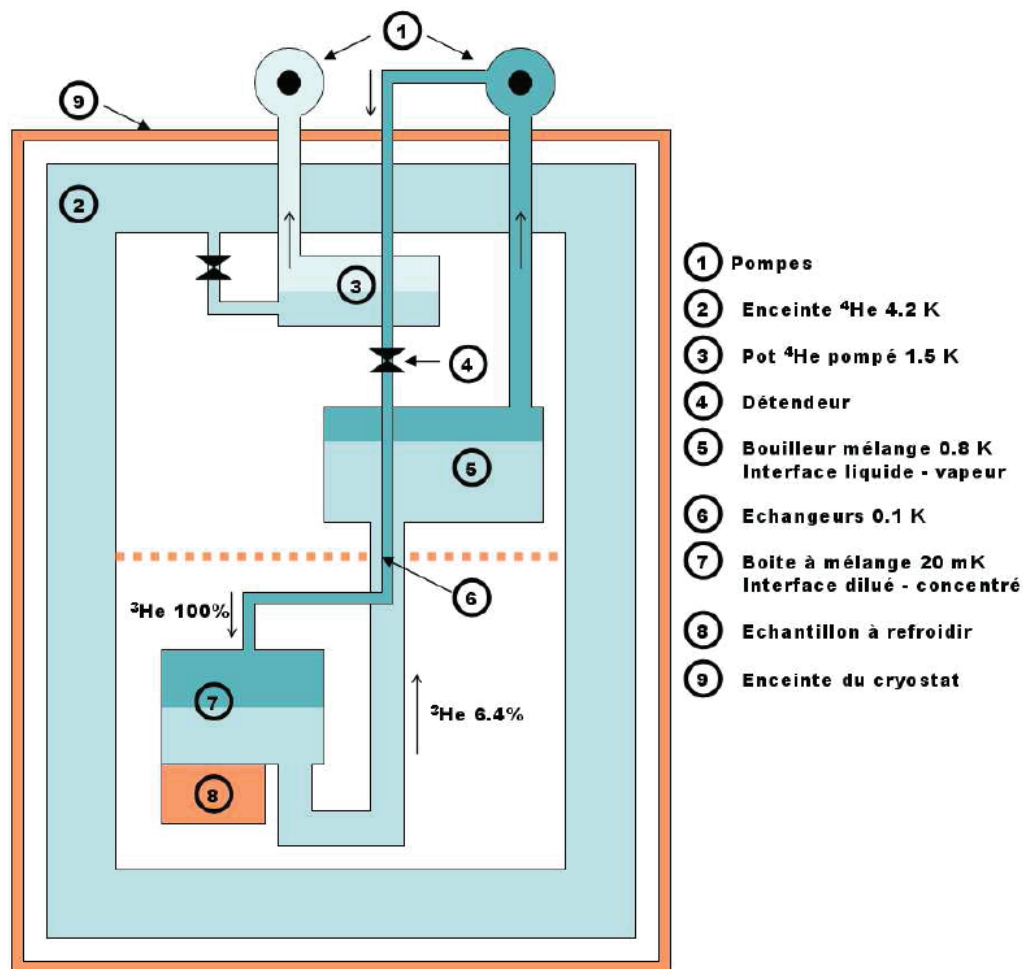


FIGURE 2.9: Schéma de principe d'un cryostat à dilution [95].

Pour être exact, le cryostat à dilution utilisé est dit “renversé”, du fait que les détecteurs sont placés au sommet du cryostat pour être plus facilement accessibles et non en contact direct (8) avec la chambre à mélange. Par ailleurs, l'hélium en début de cycle n'est pas refroidi par le pot à 1 K dans le cryostat EDELWEISS mais par des machines GM placées à l'extérieur des blindages et reliées par un caloduc. L'ensemble fonctionne ainsi en circuit fermé. Les détecteurs placés sous vide dans une cloche en cuivre sont refroidis par contact

thermique avec la chambre à mélange. De multiples autres cloches en cuivre sont refroidies à 10 mK, 4 K, 40 K, 100 K et 300 K. Elles sont espacées par du vide et employées pour découpler thermiquement les différents étages de dilution et prévenir, notamment, les détecteurs du réchauffement par rayonnement infrarouge de type corps noir de la cloche externe.

### 2.4.5 La mesure de la chaleur

Nous avons vu précédemment que l'une des contributions à l'élévation de température était due à la polarisation des électrodes de collecte nécessaire à la mesure de l'ionisation. Les charges, durant leur dérive, relaxent sous forme de phonons leur énergie puisée dans le champ électrique. Cet effet nommé effet Luke-Neganov est analogue à l'effet Joule dans les métaux. Il s'agit d'une conversion sous forme de chaleur du travail de la force électrique exercée sur les porteurs de charge. Cet effet dépend ainsi de la différence des potentiels électriques aux positions de fin de dérive des charges. Par exemple, suite à la création d'une paire électron-trou en  $\vec{r}_i$  et à leur dérive respective jusqu'à l'anode en  $\vec{r}_{ef}$  et à la cathode en  $\vec{r}_{hf}$ , le travail de la force électrique se formule comme suit :

$$W = e \int_{\vec{r}_i}^{\vec{r}_{hf}} \vec{E} d\vec{r} - e \int_{\vec{r}_i}^{\vec{r}_{ef}} \vec{E} d\vec{r} = -e \int_{\vec{r}_i}^{\vec{r}_{hf}} \frac{\partial V}{\partial \vec{r}} d\vec{r} + e \int_{\vec{r}_i}^{\vec{r}_{ef}} \frac{\partial V}{\partial \vec{r}} d\vec{r} = e (V(\vec{r}_{ef}) - V(\vec{r}_{hf})) \quad (2.17)$$

L'effet Luke étant proportionnel au nombre de charges créées  $N^j$ , sa contribution à l'énergie chaleur totale dépend ainsi non seulement de l'énergie déposée  $E_R$  mais également du type de recul induit  $j$  :

$$E_{Luke}^j = N^j V = \frac{E_R}{\epsilon^j} V \quad (2.18)$$

Où  $V$  est la différence des potentiels électriques appliqués aux bornes de l'anode et de la cathode de collecte (forcément positive). Un événement de surface pour lequel  $V = 5.5$  V donnera ainsi lieu à un effet Luke moindre qu'un événement fiduciel pour lequel  $V = 8$  V. Notons que l'absence de la charge élémentaire  $e$  dans la formulation de l'énergie  $E_{Luke}$  revient à l'exprimer en keV plutôt qu'en Joules.

L'énergie totale mesurée  $E_C^j$  est ainsi la somme de l'énergie de recul  $E_R$  et de l'énergie Luke  $E_{Luke}^j$  :

$$E_C^\gamma = E_R + E_{Luke}^\gamma = E_R + \frac{E_R}{\epsilon^\gamma} V = E_R \left( 1 + \frac{V}{\epsilon^\gamma} \right) \quad (2.19)$$

$$E_C^n = E_R + E_{Luke}^n = E_R + \frac{E_R}{\epsilon^n} V = E_R \left( 1 + Q^n \frac{V}{\epsilon^\gamma} \right) \quad (2.20)$$

Où l'on rappelle que  $Q^j$  est le facteur de Quenching défini tel que  $Q^j = \epsilon^\gamma / \epsilon^n$ . Tout comme pour l'ionisation, l'étalonnage de la voie chaleur ne peut être effectué que pour un type de recul seulement. De plus, les événements de surface et fiduciels engendrant un effet Luke différent, la voie chaleur ne peut être étalonnée que pour un type de localisation d'événement. Toujours avec la source  $^{133}\text{Ba}$ , on convertit donc le signal mesuré en keV pour des reculs électroniques fiduciels soumis à une différence de tension  $V_{fid}$ . On dispose alors d'une mesure

de la chaleur exprimée en keVee telle que  $E_C = E_R$  pour les  $\gamma$  fiduciels. On obtient, par la procédure d'étalonnage choisie, la relation suivante valable pour tout type de recul :

$$E_C^j = E_R \frac{\left(1 + Q^j \frac{V}{\epsilon^\gamma}\right)}{\left(1 + \frac{V_{fid}}{\epsilon^\gamma}\right)} \quad (2.21)$$

Ainsi, pour un recul électronique fiduciel ( $V = V_{fid}$  et  $Q^\gamma = 1$ ) on retrouve bien  $E_C^\gamma = E_R$ .

## 2.5 L'identification des reculs électroniques et nucléaires

### 2.5.1 La double mesure ionisation et chaleur

La dépendance de la mesure de la chaleur et de l'ionisation avec le type de particule incidente peut à première vue sembler problématique du fait qu'aucune de ces deux voies ne peut être étalonnée à la fois pour des reculs électroniques et nucléaires. En réalité, la complémentarité de la double mesure permet non seulement de déterminer l'énergie de recul  $E_R$ , indépendamment de la nature de la particule incidente, mais également d'identifier le type de recul induit. On va ainsi être en mesure de discriminer les reculs électroniques d'origine  $\beta$  et  $\gamma$ , des reculs nucléaires induits par les WIMPs et neutrons.

On rappelle que les relations donnant les énergies ionisation et chaleur exprimées en keVee en fonction de l'énergie de recul sont les suivantes :

$$E_I^j = Q^j E_R \quad E_C^j = E_R \frac{\left(1 + Q^j \frac{V}{\epsilon^\gamma}\right)}{\left(1 + \frac{V_{fid}}{\epsilon^\gamma}\right)} \quad (2.22)$$

On voit qu'à partir des équations (2.22), on peut aisément exprimer l'énergie de recul en fonction des énergies ionisation et chaleur et ce, indépendamment du type de la particule incidente :

$$E_R = E_C \left(1 + \frac{V_{fid}}{\epsilon^\gamma}\right) - E_I \frac{V}{\epsilon^\gamma} \quad (2.23)$$

La reconstruction de l'énergie de recul se fait ainsi en soustrayant à l'énergie chaleur la contribution de l'effet Luke, elle même déduite de la mesure de l'ionisation. On peut alors, à partir de la mesure de l'ionisation et de la reconstruction de l'énergie de recul par la double mesure, déterminer le taux d'ionisation (ie. le quenching) :

$$Q = \frac{E_I}{E_R} = \frac{E_I}{E_C \left(1 + \frac{V_{fid}}{\epsilon^\gamma}\right) - E_I \frac{V}{\epsilon^\gamma}} \quad (2.24)$$

On représente souvent les données dans le plan  $(Q, E_R)$ , de manière à visualiser simultanément l'énergie et le type de recul des événements. Une telle représentation est effectuée figure

2.10, où l'on peut observer la distribution des événements enregistrés lors d'un étalonnage avec une source neutron Am-Be.

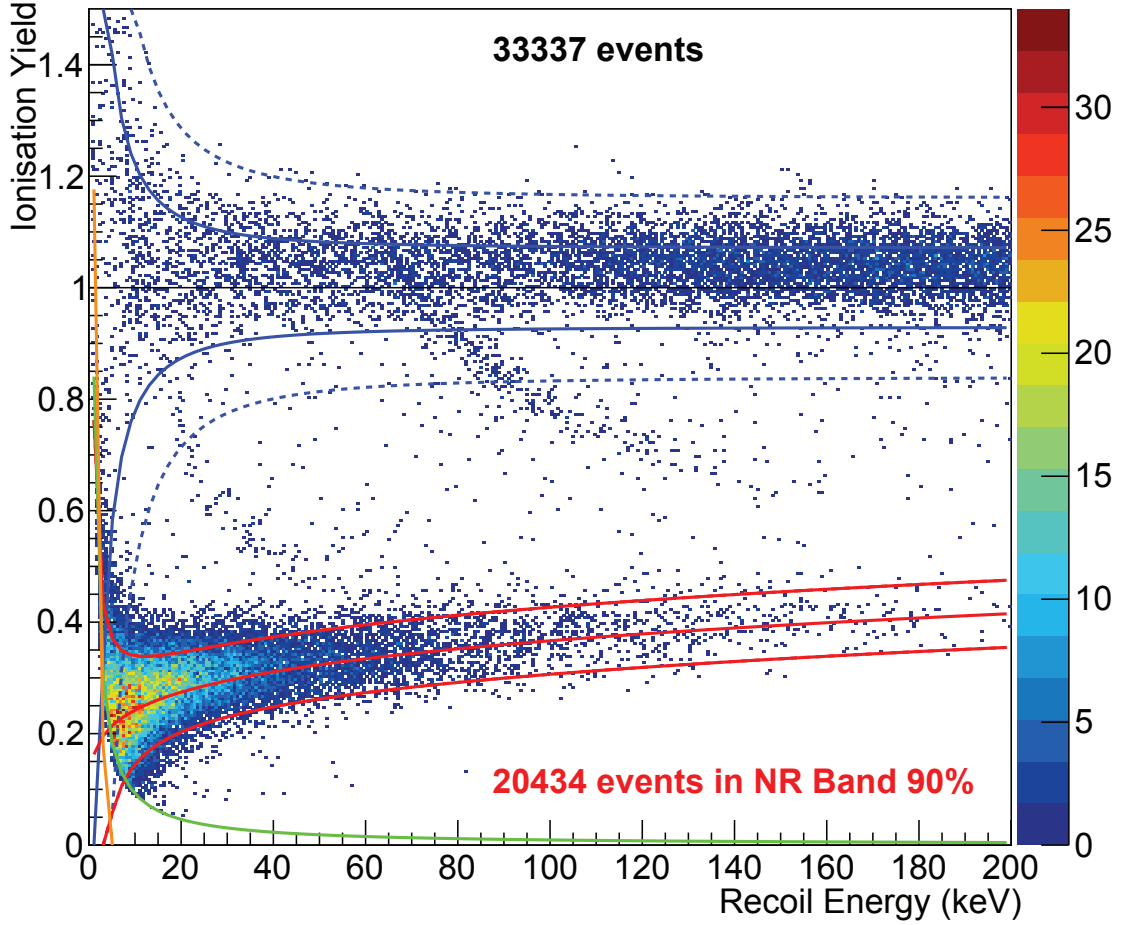


FIGURE 2.10: Étalonnage à partir d'une source neutron Am-Be. La zone de reculs nucléaires à 90%CL est représentée en rouge. Le trait plein en rouge central correspond à la paramétrage du quenching pour les neutrons donnée en (2.25). Les zones de reculs électroniques à 90%CL et 99.9%CL sont respectivement représentées par les lignes bleues, pleines et pointillées.

On voit que les gammas et neutrons se distribuent de manière gaussienne le long de deux lignes distinctes. L'une correspondant aux reculs électroniques représentée en trait plein bleu et centrée en  $\langle Q^\gamma \rangle = 1$ ; l'autre correspondant aux reculs nucléaires élastiques représentée en trait plein rouge et comme évoqué en 2.3.4, paramétrée comme suit :

$$\langle Q^n(E_R) \rangle = 0.16E_R^{0.18} \quad (2.25)$$

Les événements ne respectant pas l'une ou l'autre de ces distributions sont en fait des reculs nucléaires inélastiques donnant lieu à des états excités d'un temps de vie faible devant le

temps caractéristique des signaux. Le taux d'ionisation effectif mesuré résulte ainsi de la pondération entre l'énergie du recul nucléaire à faible quenching et l'énergie du  $\gamma$  issu de la désexcitation de l'atome de quenching unité.

De manière à définir les zones de reculs nucléaires et électroniques avec un certain intervalle de confiance, nous devons d'abord voir comment les résolutions des différentes voies impactent notre mesure du taux d'ionisation. En supposant celles-ci comme décorrélées, la dispersion sur le taux d'ionisation  $\sigma_{Q^j}$  est obtenue en propageant de manière quadratique les incertitudes sur la mesure de la chaleur  $\sigma_{E_C}$  et l'ionisation  $\sigma_{E_I}$  :

$$\sigma_{Q^j}^2 = \left( \frac{\partial Q^j}{\partial E_C} \right)^2 \sigma_{E_C}^2 + \left( \frac{\partial Q^j}{\partial E_I} \right)^2 \sigma_{E_I}^2 \quad (2.26)$$

A partir des équations (2.24) et (2.26), on obtient alors directement l'écart type du taux d'ionisation dû aux résolutions en chaleur et en ionisation :

$$\sigma_{Q^j}(E_R) = \frac{1}{E_R} \sqrt{\left[ \left( 1 + \langle Q^j \rangle \frac{V}{3} \right) \sigma_{E_I}(E_R) \right]^2 + \left[ \left( 1 + \frac{V}{3} \right) \langle Q^j \rangle \sigma_{E_C}(E_R) \right]^2} \quad (2.27)$$

On peut ainsi définir les zones de reculs électroniques et nucléaires comme suit :

$$\left( \langle Q^j(E_R) \rangle - n \times \sigma_{Q^j}(E_R) \right) < Q(E_R) < \left( \langle Q^j(E_R) \rangle + n \times \sigma_{Q^j}(E_R) \right) \quad (2.28)$$

Où  $n$  est choisi en fonction de l'intervalle de confiance (CL) souhaité.

La zone de reculs électroniques est obtenue à partir de l'équation 2.28 avec  $\sigma_{Q^\gamma}$  tel que :

$$\sigma_{Q^\gamma}(E_R) = \frac{(1 + V/3)}{E_R} \sqrt{\sigma_{E_I}^2(E_R) + \sigma_{E_C}^2(E_R)} \quad (2.29)$$

En ce qui concerne la zone de reculs nucléaires, un élargissement est attendu dû aux effets de straggling et de diffusion multiple. En effet, le quenching des neutrons dépendant de l'énergie de recul, un dépôt multiple d'énergie et de quenching différents sera associé à une seule mesure résultant de leur pondération. Par ailleurs, le nombre de collisions nécessaires à l'arrêt du recul du noyau de Germanium cible est soumis à des fluctuations statistiques. Ce dernier effet, connu sous le nom de "straggling", va induire une dispersion supplémentaire sur le taux d'ionisation. La zone de reculs nucléaires définie par l'équation (2.28), nécessite ainsi l'ajout d'un terme supplémentaire dans la définition de l'écart type associé au taux d'ionisation des neutrons :

$$\sigma_{Q^n}(E_R) = \frac{1}{E_R} \sqrt{\left[ \left( 1 + \langle Q^n \rangle \frac{V}{3} \right) \sigma_{E_I}(E_R) \right]^2 + \left[ \left( 1 + \frac{V}{3} \right) \langle Q^n \rangle \sigma_{E_C}(E_R) \right]^2 + C^2} \quad (2.30)$$

Où  $C = 0.035$  est une constante dont la valeur a été déterminée de manière empirique [96]. Celle-ci est ajoutée pour tenir compte de l'accroissement des dispersions sur le taux d'ionisation dues aux interactions multiples et aux effets de straggling.

Les WIMPs ne donnant pas lieu à des interactions multiples, la construction d'une bande WIMP semble a priori nécessaire. Nous verrons toutefois que leur associer la zone de reculs nucléaires se révèle être une approximation acceptable et surtout conservative dans la détermination d'une limite d'exclusion.

### 2.5.2 Le pouvoir de discrimination des reculs électroniques

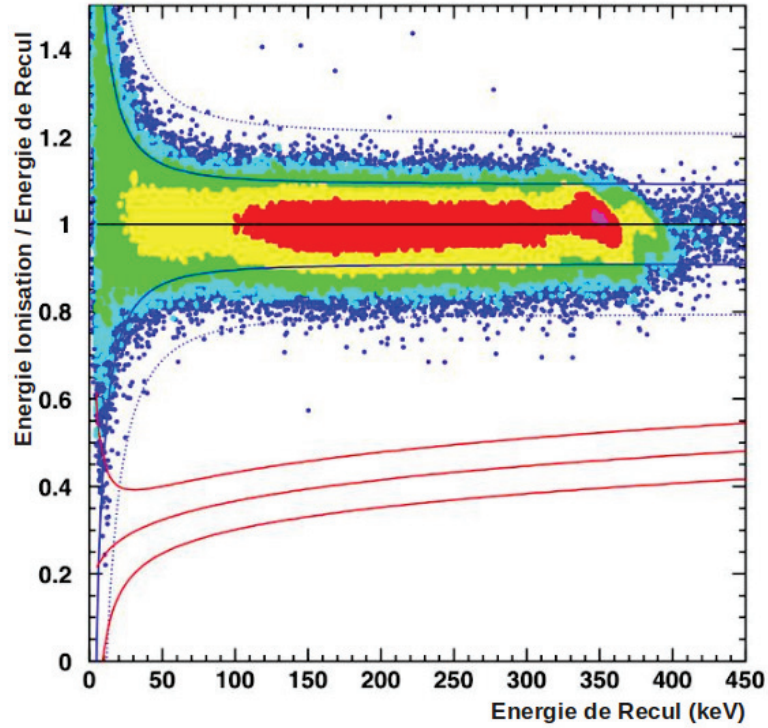


FIGURE 2.11: *Distribution du taux d'ionisation en fonction de l'énergie de recul de  $\sim 410\,000$   $\gamma$  fiduciels mesurés lors d'un étalonnage  $^{133}\text{Ba}$ . Les zones de reculs électroniques et nucléaires à 90%CL sont représentées par les traits pleins bleus et rouges. La zone de reculs électroniques à 99.98%CL est représentée en traits pointillés bleus.*

Les zones de reculs nucléaires et électroniques à 90%CL sont respectivement obtenues en insérant les relations (2.29) et (2.30) dans l'équation (2.28) avec  $n = 1.645$ . Celles-ci sont respectivement représentées en traits pleins rouges et bleus sur la figure 2.11 où l'on peut également observer la distribution du taux d'ionisation de  $\gamma$  en fonction de l'énergie de recul. La courbe en traits pointillés bleus correspond à la zone de reculs électroniques définie à 99.98%CL ( $n = 3.719$ ). On voit qu'en dessous d'une certaine énergie de recul  $\sim 20$  keV, cette zone se superpose à la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Ceci est dû à la dépendance en  $E_R^{-1}$  des dispersions  $\sigma_{Q^n}$  et  $\sigma_{Q_\gamma}$ . L'intersection de ces zones détermine la valeur en énergie de recul en deçà de laquelle on ne distingue plus parfaitement les reculs électroniques et nucléaires et intervient ainsi dans le choix du seuil d'analyse.

La région d'intérêt se restreint donc à la partie de la zone de reculs nucléaires à 90%CL (traits pleins rouges) totalement séparée de la partie inférieure de la zone de reculs électroniques à 99.98%CL. On peut ainsi déterminer le pouvoir de rejet du fond  $\gamma$  à partir du nombre d'événements observés dans cette région en soumettant les détecteurs à une source intense

de  $\gamma$ . Une telle étude a été effectuée lors de la phase de “commissioning” d'EDELWEIS-III. Lors de l'exposition des détecteurs à  $\sim 410\,000$   $\gamma$  fiduciels par deux sources de calibration  $^{133}\text{Ba}$ , aucun événement n'a été observé dans la région d'intérêt comme le montre la figure 2.11. Il a ainsi été possible de mettre une limite supérieure à 90%CL sur le facteur de rejet pour les détecteurs FID-800g :  $< 5.6.10^{-6}$  [97].

### 2.5.3 Limitations au pouvoir de discrimination

Les tensions appliquées jouent un rôle important sur la capacité de discrimination. Nous l'avons vu, le principe de la discrimination repose sur un rapport chaleur/ionisation différent pour les reculs électroniques et nucléaires. Or, l'effet Luke engendre une dépendance de ce rapport avec la tension telle que :

$$r = \left( \frac{A_C^\gamma}{A_I^\gamma} \right) / \left( \frac{A_C^n}{A_I^n} \right) = \frac{E_R(1 + \frac{V}{\epsilon_\gamma})}{\frac{E_R}{\epsilon_\gamma}} \times \frac{\frac{E_R}{\epsilon_n}}{E_R(1 + \frac{V}{\epsilon_n})} = \frac{\epsilon_\gamma + V}{\epsilon_n + V} \quad (2.31)$$

On voit que pour des tensions élevées, ce rapport tend vers l'unité et implique une perte de discrimination. En effet, le signal chaleur étant entièrement dominé par l'effet Luke, la mesure de la chaleur équivaut à une seconde mesure de l'ionisation. Pour éviter un tel cas de figure, on est donc contraint d'opérer à faible tension (typiquement 8V).

Les faibles champs de l'ordre du  $V/cm$  qui en résultent ne sont pas sans conséquence sur le pouvoir de discrimination car le piégeage de charges devient alors non négligeable. L'accumulation de charges piégées par les impuretés du cristal crée des charges d'espace. Celles-ci écrantent le champ électrique appliqué, se traduisant par un champ électrique effectif plus faible exercé sur les porteurs. Le piégeage est alors d'autant plus important et peut biaiser de manière conséquente la mesure de l'ionisation et par suite la mesure du taux d'ionisation. C'est pourquoi on veille à effectuer des procédures de régénération fréquentes (toutes les 24 heures) de l'état de charge du cristal. Pour ce faire, on soumet pendant une heure les détecteurs à une source intense de  $\gamma$  de haute énergie en ayant au préalable mis à la masse les électrodes. Les porteurs créés subissent ainsi la seule influence du champ électrique engendré par les charges d'espace et dérivent jusqu'aux porteurs piégés de signes opposés pour se recombiner avec eux.

Les événements de surface constituent la source principale des événements à faible taux d'ionisation. Les électrons ont une très faible longueur de pénétration de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu m$  pour un  $\beta$  de 100 keV. Les  $\beta$  de basse énergie  $\sim 10$  keV déposent ainsi leur énergie à la toute surface du Germanium, là où les défauts donnent lieu à un piégeage de charges extrêmement important. Le taux d'ionisation moyen mesuré pour ces événements  $Q \sim 0.4$  est ainsi du même ordre de grandeur que celui des neutrons et des WIMPs. On tire alors avantage de la capacité de rejet des événements de surface permise par la configuration des électrodes des détecteurs FIDs.



## 2.5.4 Le rejet des événements de surface

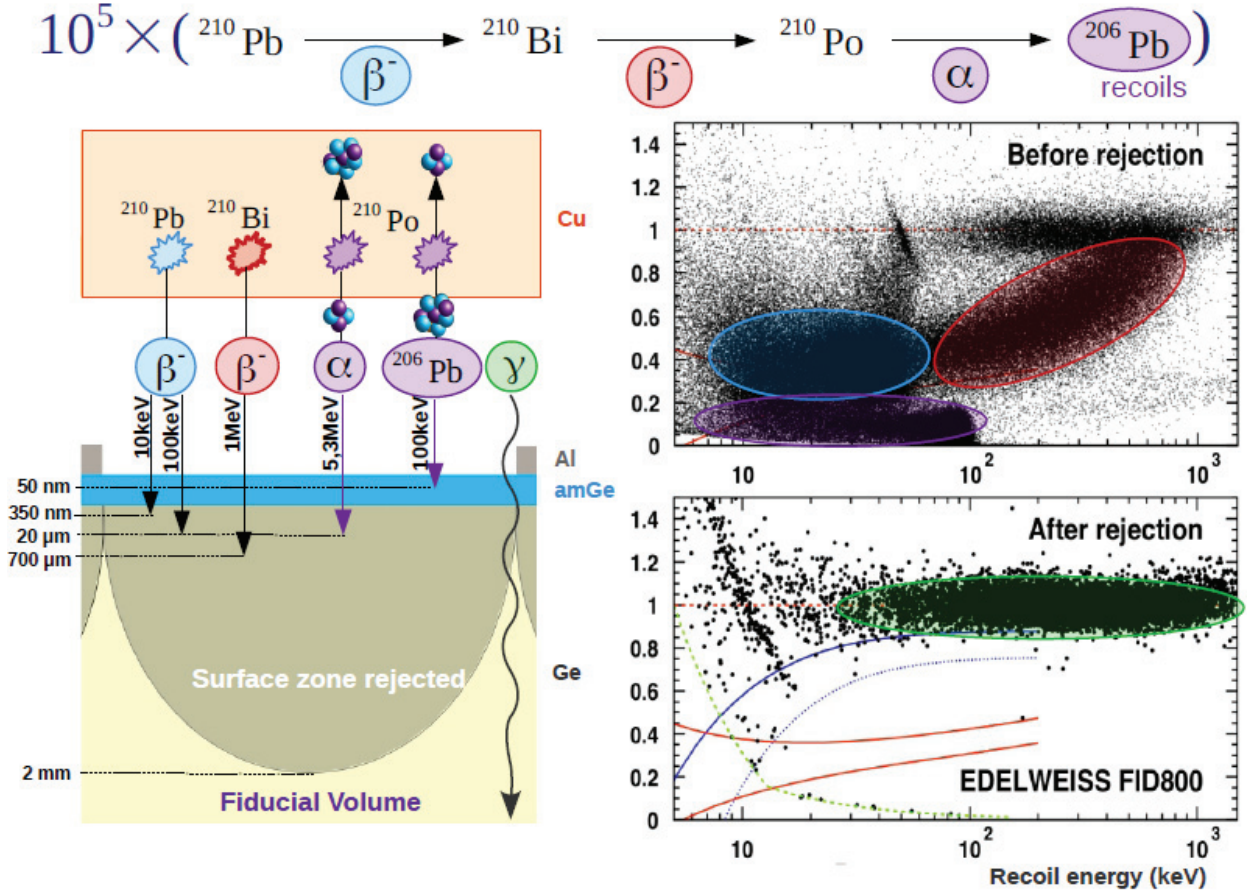


FIGURE 2.12: À gauche : illustration de l'exposition des détecteurs à une source intense de  $\beta, \gamma$  et reculs de  $^{206}\text{Pb}$ . Les ordres de grandeur typiques de leurs longueurs de pénétration sont indiqués sur la figure. À droite : distribution du taux d'ionisation en fonction de l'énergie de recul des événements mesurés, avant (en haut) et après (en bas) sélection fiducielle, pour  $\sim 10^5$  de chacun des produits de désintégration de la chaîne du  $^{210}\text{Pb}$ . La zone de reculs nucléaires à 90%CL est représentée en traits pleins rouges. Les zones de reculs électroniques à 90%CL et 99.99%CL sont respectivement indiquées en traits pleins et pointillés bleus.

De manière à tester le pouvoir de rejet des événements de surface, deux détecteurs FID-800g ont été exposés à des sources de  $^{210}\text{Pb}$  englobant l'intégralité de la surface du détecteur. Ces sources ont été obtenues en fixant, sur le capot des détecteurs, un ruban adhésif en cuivre au préalable soumis à de l'air radonisé. Le radon se désintègre rapidement en  $^{210}\text{Pb}$ , dont la chaîne de désintégration produit des  $\beta$  de basse et haute énergies ainsi que des  $\alpha$  de 5.3 MeV et des reculs de  $^{206}\text{Pb}$  de 100 keV. Le schéma de principe de l'exposition des détecteurs à ces événements de surface est représenté sur la figure 2.12 de gauche. Il a ainsi été possible, en quelques jours, de simuler le fond radioactif de surface attendu lors d'une campagne de prise de données à grande exposition.

On peut voir, sur la figure 2.12 de droite, la distribution des événements dans le plan  $(Q, E_R)$  avant et après sélection fiducielle. On voit que le taux d'ionisation des  $\beta$  (cerclés en bleu et en rouge) varie entre  $\sim 0.4$  et 1 en fonction de leurs énergies [10 keV, 1 MeV]. Les  $\beta$  de haute énergie ont en effet une longueur de pénétration suffisante pour que seule une faible fraction de leur énergie soit déposée dans les premiers  $\mu\text{m}$ . La mesure du taux d'ionisation est donc moins biaisée par les défauts du cristal à l'extrême surface. Les reculs de  $^{206}\text{Pb}$  issus de la désintégration du  $^{210}\text{Po}$  ont un quenching mesuré  $\sim 0.08$  entre 10 et 100 keV. Les  $\alpha$  de 5.3 MeV non visibles sur la figure permettent de déterminer le nombre de  $\beta$  auxquels le détecteur a été soumis. En effet, la période radioactive du  $^{210}\text{Pb}$  étant bien supérieure à celle des radionucléides descendants (le  $^{210}\text{Bi}$  et le  $^{210}\text{Po}$ ), leurs activités sont à l'équilibre. Après sélection fiducielle, les événements qui peuplent les zones de reculs électroniques à 90%CL et 99.99%CL sont principalement des  $\gamma$  fiduciels du fond de l'expérience ou issus de l'activation cosmogénique du Germanium. Au-delà du seuil d'analyse  $\sim 15$  keV, un seul événement se situe dans la zone de reculs nucléaires à 90%CL après application des coupures fiducielles. Le facteur de rejet des événements de surface a ainsi été déterminé à 90%CL inférieur à  $4.10^{-5}$  [98].

## 2.6 Électronique et Système d'acquisition

La configuration de l'électronique de lecture relève d'un compromis entre les bénéfices et contraintes inhérents à son positionnement. De manière à limiter les bruits liés aux perturbations de type électromagnétique, l'amplification du signal et sa numérisation doivent être effectuées le plus tôt possible. Cela nécessite de placer l'électronique au plus proche des détecteurs et présente également l'avantage de diminuer la longueur des câbles et par suite les capacités parasites qui leur sont inhérentes. On souhaite cependant éviter d'exposer les détecteurs à la radioactivité interne de l'électronique d'acquisition, ce qui implique de conserver une certaine distance avec les détecteurs. Les FETs (Field Effect Transistor) utilisés pour la préamplification du signal sont ainsi placés à l'étage 100 K. Le reste de l'électronique (post-amplification, numérisation et contrôle de l'électronique froide) est rassemblé dans ce que l'on appelle des "boîtes bolo" (bolometer boxes) directement branchées au niveau du cryostat à température ambiante. Les signaux une fois numérisés sont envoyés via des fibres optiques jusqu'aux ordinateurs d'acquisition situés en dehors de la salle blanche.

### 2.6.1 Électronique froide d'acquisition

#### 2.6.1.1 La voie ionisation

La préamplification du signal ionisation a fait l'objet d'améliorations conséquentes entre EDELWEISS-II et EDELWEISS-III. Les figures 2.13 de gauche et de droite montrent respectivement les schémas de principe de l'ancienne et de la nouvelle électronique froide de lecture. Comme on peut le voir, les détecteurs étaient auparavant polarisés à travers des résistances ( $R=1\text{ G}\Omega$ ). Ces dernières devaient ainsi être placées à l'étage 1 K de manière à diminuer la contribution du bruit Johnson. L'accroissement du nombre de détecteurs dans EDELWEISS-III et l'espace limité pour faire passer les cablages à l'étage 1 K ne permettaient

pas de rester dans une telle configuration. La mise au point d'un système de type relais a permis non seulement d'éviter d'avoir à placer les résistances de polarisation à l'étage 100 K mais de s'affranchir totalement du bruit Johnson associé. La polarisation des détecteurs est ainsi effectuée périodiquement (1/5400 Hz) lors d'une procédure dite de "maintenance", qui consiste en le basculement du relais et la mise à la tension souhaitée des détecteurs via un DAC. Entre deux procédures de maintenance, les détecteurs sont ainsi laissés à un potentiel flottant. L'autre modification de taille concerne la préamplification de charge avec anciennement une contre-réaction RC passive des FETs. Ces derniers fonctionnent maintenant en suiveurs de tension, avec un potentiel à leur entrée périodiquement compensé (pour éviter la saturation du FET) et contrôlé par un programme d'acquisition. Toutes les 64 secondes, ce dernier détermine, à partir de la valeur lue en sortie de l'ADC, la tension qu'il convient d'appliquer et envoie l'information à un DAC relié à l'entrée du FET par un relais. Cette configuration présente l'avantage, une fois de plus, de s'affranchir de la résistance et du bruit Johnson associé. Toutefois, le gain majeur apporté par l'absence de contre-réaction RC vient du fait que le pulse ionisation n'a plus de constante de temps de décroissance associée. La forme de ce dernier est parfaitement modélisée par une fonction de Heaviside centrée sur le temps de l'événement. On peut ainsi tirer avantage de l'intégration du signal sur une plage de temps plus longue et améliorer en conséquence le rapport signal/bruit.

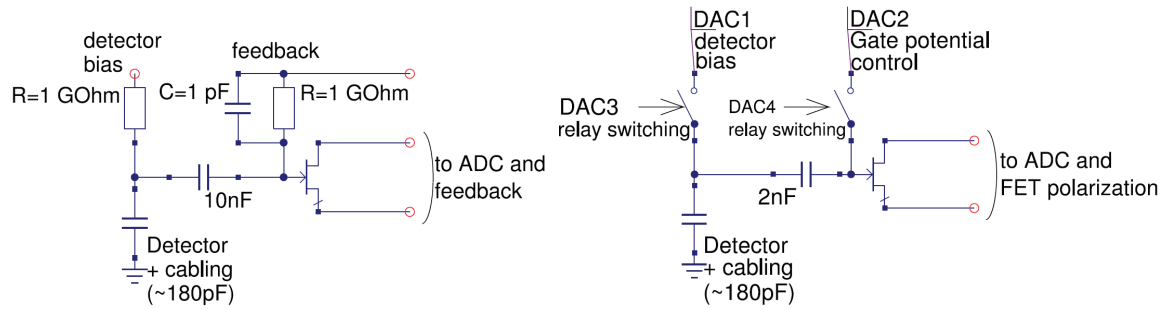


FIGURE 2.13: *Electronique froide de lecture de l'ionisation. A gauche : ancienne électronique de lecture avec préamplification de charge via un FET à 1K avec une contre-réaction passive RC. A droite : nouvelle électronique basée sur un système de relais. La tension au niveau de l'entrée du FET maintenant à 100 K est contrôlée par un DAC [99].*

### 2.6.1.2 voie chaleur

Nous avons vu précédemment que le fonctionnement des NTD nécessitait l'injection d'un courant constant. Bien qu'il soit possible d'injecter un courant continu à travers une résistance de polarisation, l'injection d'un courant alternatif via une capacité présente, entre autres, l'avantage de permettre une modulation de fréquence du signal. Le schéma de principe de la préamplification du signal chaleur est visible en figure 2.14.

Deux courants alternatifs de forme triangulaire sont injectés en opposition de phase l'un vis-à-vis de l'autre, chacun à travers une capacité  $\sim 10$  pF. L'ensemble formé par la capacité et la résistance du NTD se comportant comme un circuit dérivateur, les impulsions trian-

gulaires résultent en un signal périodique carré au niveau du NTD. Sur une demi-période, on a ainsi l'équivalent d'un courant continu circulant dans le NTD. La haute fréquence de l'excitation  $\sim 1$  kHz en comparaison du temps caractéristique du signal chaleur, permet une modulation de fréquence de ce dernier. Le signal est ainsi éloigné de la remontée du bruit à basse fréquence. On se retrouve ainsi avec deux signaux en tension périodiques carrés à l'entrée de chaque FET en opposition de phase. La mesure nécessairement différentielle via le bi-FET permet également de s'absoudre du bruit commun aux deux voies. Les résolutions ainsi atteintes sont de l'ordre de 600 eV (FWHM) [99].

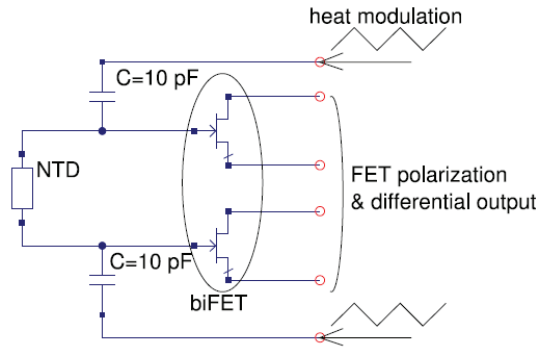


FIGURE 2.14: Schéma de principe de l'électronique froide de lecture de la voie chaleur. La polarisation du NTD est effectuée par un courant alternatif de forme carrée (dérivation de l'excitation triangulaire) [99].

## 2.7 Conclusion

Nous avons vu que le dispositif expérimental de l'expérience EDELWEISS-III permettait de s'affranchir d'une part importante des bruits de fond. Les détecteurs FIDs offrent quant à eux un rejet actif des fonds résiduels à la fois via, la double mesure ionisation/chaleur, qui permet une discrimination des reculs électroniques et nucléaires, et la technologie "Full-InterDigit" qui autorise un rejet des événements de surface. Nous allons voir, au chapitre suivant, que le travail effectué durant cette thèse a permis de mettre au jour un vaste champ d'applications des électrodes véto, via une étude des signaux induits par le piégeage de charges.

# Chapitre 3

## Etude des signaux induits par le piégeage de charges

### 3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des signaux induits par le piégeage de charges. Nous verrons que les électrodes véto, auparavant employées uniquement pour rejeter les événements de surface, contiennent en réalité des informations essentielles sur les événements mesurés. Nous introduirons tout d'abord le théorème de Shockley-Ramo qui nous permettra de mettre en évidence certaines propriétés des détecteurs FIDs ayant permis le développement d'un modèle analytique simple des signaux induits par le piégeage de charges sur les voies ionisation et chaleur. Nous verrons ensuite que les prédictions de ce modèle, confortées par leur accord avec les données et une simulation numérique, ont donné lieu à diverses applications telles que : l'amélioration des résolutions en énergie, une sensibilité statistique à la profondeur du dépôt d'énergie ainsi qu'un indicateur de l'état de charge des cristaux. Au-delà de ces applications, nous verrons que cette étude a permis d'améliorer conséquemment la compréhension du fonctionnement des détecteurs FIDs.

#### 3.1.1 Théorème de Shockley-Ramo

Le théorème de Shockley-Ramo [100][101][102] est un outil extrêmement utile dans le calcul de la charge induite sur un conducteur par une charge ponctuelle distante. Il s'agit d'une alternative au théorème de Gauss offrant à la fois une approche intuitive de l'amplitude des signaux attendus mais également un gain en temps de calcul considérable dans le cadre de simulations numériques. Si l'on considère un ensemble de  $N$  conducteurs et une charge ponctuelle  $q$  localisée en  $\vec{r}$ , ce théorème stipule que la charge  $Q_k$  induite sur l'électrode  $k$  ( $k=1,2,...,N$ ) est alors donnée par la relation suivante :

$$Q_k = -q \Phi_k(\vec{r}) \quad (3.1)$$

où  $\Phi_k(\vec{r})$  est le "potentiel pondéré" (*weighting potential*) associé à l'électrode  $k$  (ou au jeu d'électrodes  $k$ ) à la position  $\vec{r}$ . Ce potentiel, sans dimension, correspond à la valeur du potentiel électrique à la position  $\vec{r}$  qui résulterait de la mise sous tension à 1 V de l'électrode  $k$  considérée et de la mise à la masse (0 V) de l'ensemble des autres conducteurs du système.

Notons que l'appellation "charge induite" fait référence à la charge apportée par l'alimentation pour ramener l'électrode au potentiel initial. Bien qu'avec le système d'acquisition de type relais employé dans EDELWEISS-III les tensions aux bornes des électrodes ne soient pas maintenues constantes, on verra par la suite que cette convention reste pertinente.

Considérons maintenant cette même charge  $q$  en mouvement depuis une position initiale  $\vec{r}_{qI}$  vers une position finale  $\vec{r}_{qF}$  et intéressons-nous au signal ionisation. Celui-ci résulte des variations de tension aux bornes de l'électrode considérée et par suite, à un terme capacitif près, de la charge induite sur l'électrode considérée :

$$Q_k = -q(\Phi_k(\vec{r}_{qF}) - \Phi_k(\vec{r}_{qI})) \quad (3.2)$$

Dans les détecteurs FID, le signal ionisation résulte de la contribution d'un grand nombre  $N_p$  de paires électron-trou créées à la suite d'un dépôt d'énergie. Le principe de superposition des champs nous autorise à considérer la charge induite par ces  $N_p$  paires comme la somme des contributions des paires individuelles. De plus, l'électron et le trou de chaque paire étant créés à la même position ( $\vec{r}_{eI} = \vec{r}_{hI}$ ), on a nécessairement  $\Phi_k(\vec{r}_{eI}) = \Phi_k(\vec{r}_{hI})$ . Cela nous permet de dériver à partir de la relation (3.2) la formulation simple suivante pour les semi-conducteurs :

$$Q_k = \sum_{n=1}^{N_p} (Q_k^n(e^-) + Q_k^n(h^+)) = \sum_{n=1}^{N_p} e(\Phi_k^n(\vec{r}_{eF}) - \Phi_k^n(\vec{r}_{hF})) \quad (3.3)$$

où  $Q_k^n(e^-)$  et  $Q_k^n(h^+)$  sont respectivement les signaux induits sur l'électrode  $k$  par l'électron et le trou de la  $n$ -ième paire créée suite au dépôt d'énergie.

Notons que la charge induite ne dépend pas explicitement de la position initiale des charges (i.e. de la localisation du dépôt d'énergie), mais uniquement des potentiels pondérés aux positions de fin de parcours des différents porteurs. Durant leur transport, les charges peuvent être piégées par les impuretés du cristal, si bien que leurs positions en fin de dérive ne se limitent pas aux électrodes de collecte.

### 3.1.2 Conservation de charge

Une propriété intéressante des détecteurs FIDs vient de l'agencement particulier des électrodes interdigitées qui entourent l'intégralité de l'absorbeur. Leur faible espacement ( $\sim 2$  mm) et la grande permittivité relative du Germanium ( $\epsilon_r \sim 16$ ) tendent à donner aux détecteurs FIDs les propriétés d'une cage de Faraday. Pour illustration, on considérera une charge ponctuelle  $q$  dans le volume du détecteur engendrant un champ électrique  $\vec{E}$ . Les lignes de champ vont préférentiellement être attirées par les électrodes. Seule une faible fraction d'entre elles, que l'on quantifiera plus tard, vont être capables de sortir du détecteur pour atteindre le capot mis à la masse. Cet effet est visible sur la figure 3.1 où la charge  $q$  est remplacée pour l'exemple par un conducteur polarisé à 1 V et où les électrodes sont mises à la masse. Intéressons-nous aux conséquences en terme de charge totale induite sur l'ensemble des électrodes.



On peut, au moyen du théorème de Gauss, calculer la charge induite sur une électrode en intégrant le flux du champ  $\vec{E}$  sur le contour de surface fermée  $\Sigma$  englobant l'électrode.

$$Q = \epsilon \iint_{\Sigma} \vec{E} d\vec{S} \quad (3.4)$$

Le calcul de la charge totale  $Q_T$  induite sur l'ensemble des électrodes revient simplement à considérer l'intégrale du flux du champ  $\vec{E}$  sur les contours de surface fermée englobant l'ensemble des électrodes, tel que schématisé sur la figure 3.1 (en haut à droite). En faisant l'approximation qu'aucune ligne de champ ne peut s'échapper du détecteur, on peut de manière totalement équivalente considérer un unique contour de surface fermée tel qu'indiqué sur la même figure (en bas à droite). Ce faisant, on trouve par simple application du théorème de Gauss que la charge totale induite est égale à la charge contenue dans le contour de surface  $\Sigma$ , au signe près dû à l'orientation de  $d\vec{S}$  vers l'intérieur du cristal : c'est à dire  $Q_T = -q$ .

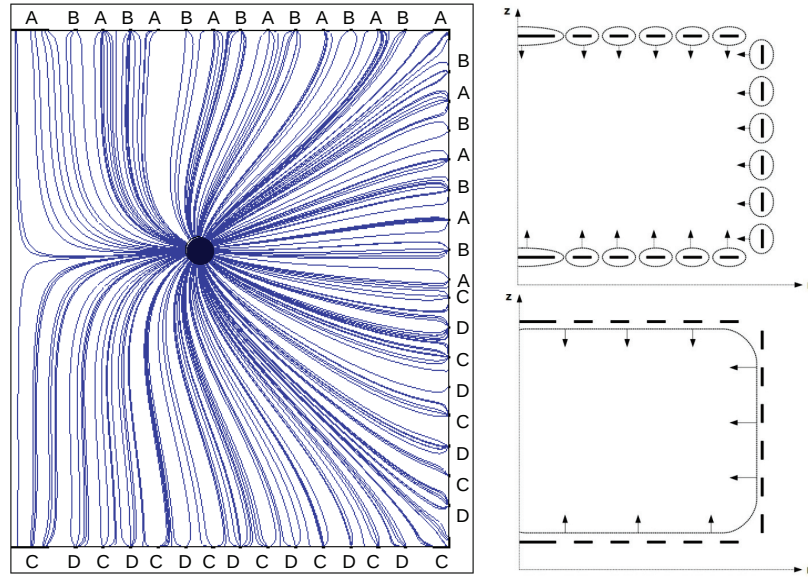


FIGURE 3.1: *A gauche : illustration des lignes de champ engendrées par une charge dans un détecteur FID. La charge est représentée par un disque polarisé à 1 V (en bleu foncé) et les électrodes sont mises à la masse. La symétrie cylindrique implique que le conducteur jouant le rôle de la charge est en réalité un tore. Cela n'a cependant pas d'influence sur le phénomène que l'on souhaite mettre en évidence : les lignes de champ se dirigent préférentiellement vers les électrodes plutôt que vers le capot. A droite : représentation simplifiée d'une coupe du détecteur. Les électrodes ne sont pas à l'échelle par souci de visibilité. Les schémas du haut et du bas représentent les deux possibilités de contour de surface fermée à considérer dans le cadre du calcul de la charge induite par le théorème de Gauss.*

Le théorème de Ramo permet d'aboutir à la même conclusion de manière plus rapide, et surtout plus rigoureuse. Pour calculer la charge totale induite sur l'ensemble des électrodes, il suffit d'appliquer la relation (3.1) en considérant le potentiel pondéré associé à ce même



ensemble d'électrodes  $\phi_T$ . Par définition, celui-ci étant simplement obtenu en mettant l'ensemble des électrodes à 1 V, il en résulte une valeur de  $\phi_T$  à priori proche de l'unité partout dans le détecteur. C'est en tout cas la valeur de  $\phi_T$  à laquelle on s'attend si aucune ligne de champ ne peut s'échapper du détecteur. Pour nous en assurer, on utilise un logiciel de simulation par éléments finis pour déterminer numériquement la carte du potentiel  $\phi_T$  (voir figure 3.2).

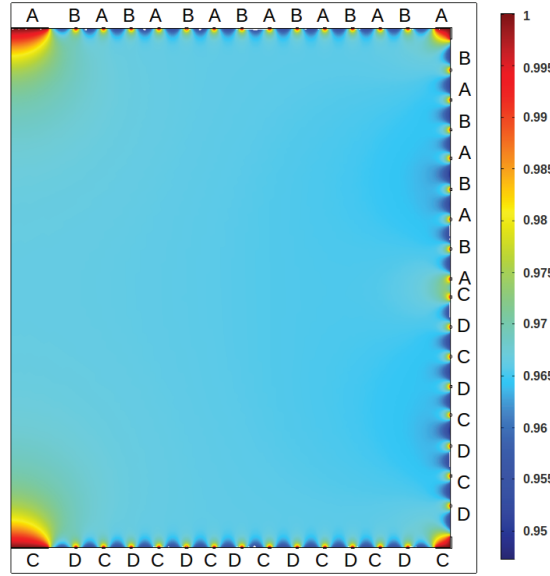


FIGURE 3.2: Carte du potentiel pondéré  $\phi_T$  associé à l'ensemble des électrodes.

On observe une valeur sensiblement constante et proche de l'unité dans tout le détecteur  $\phi_T \in [0.95, 1]$  avec  $\phi_T \sim 0.97$  dans l'ensemble du volume interne du détecteur. Les charges piégées contribueront donc presque autant au signal lu sur l'ensemble des électrodes que si elles étaient collectées (à hauteur de 97% dans la quasi intégralité du détecteur). En termes de lignes de champ, cela signifie qu'environ 3% d'entre elles seulement parviennent à atteindre le capot. On considère ainsi  $\phi_T = 1$  comme une bonne approximation, ce qui permet de déduire aisément la charge totale induite  $Q_T$  par une charge  $q$  située n'importe où dans le détecteur :

$$Q_T = -q \phi_T = -q \quad (3.5)$$

On peut conclure, et ce quelle que soit l'approche considérée, que dans les détecteurs FIDs, une charge  $q$  dans le détecteur induit approximativement une charge  $-q$  distribuée sur l'ensemble des électrodes. Les charges étant "créées" par paires électron-trou à la suite d'un dépôt d'énergie, la somme des charges à l'intérieur du détecteur est nulle et par suite, il en va de même de la somme des signaux induits sur l'ensemble des électrodes du détecteur :

$$Q_T = \sum_{n=1}^{N_p} e(\Phi_T^n(\vec{r}_{eF}) - \Phi_T^n(\vec{r}_{hF})) = \sum_{n=1}^{N_p} e(1 - 1) = 0 \quad (3.6)$$

Nous verrons, en section 3.4.4, que la relation (3.6) est vérifiée même en cas de piégeage extrêmement important à 0.6% près.

Le potentiel pondéré  $\Phi_T$  étant sensiblement indépendant de la position, la relation (3.6) est valable, que les charges aient atteint les électrodes de collecte ou qu'elles aient été piégées durant leur dérive par les impuretés du cristal. Ainsi, bien que l'on dispose de quatre voies ionisation, on a en définitive seulement trois mesures indépendantes de par la relation de conservation de la charge reliant les voies A, B, C et D.

### 3.1.3 Événements fiduciels et signaux veto

Comme évoqué au chapitre précédent, nous sommes amenés à nous intéresser principalement aux événements fiduciels pour lesquels aucune collecte de charge n'a eu lieu sur les électrodes vétos. En l'absence de piégeage de charges, on s'attend donc à un signal de même amplitude sur les deux électrodes fiducielles et à un signal nul sur les deux électrodes vétos. On sait cependant qu'aux faibles champs de collecte employés de 0.625V/cm, le piégeage de charges est relativement conséquent, et ce, d'autant plus pour les électrons que pour les trous [103]. Il est difficile d'associer de manière générale une valeur exacte à ce piégeage de charges étant donné qu'il dépend non seulement du champ et du type de porteur mais également du dopage et de la pureté du cristal [104]. On peut toutefois considérer, pour donner un ordre de grandeur, qu'environ 10 à 20% des porteurs sont piégés durant leur dérive. On s'attend donc à un signal sur l'anode fiducielle B (qui collecte les électrons) de moindre amplitude que celui de la cathode fiducielle D (qui collecte les trous). Aucune charge n'étant collectée sur les vétos, on pourrait naïvement intuitiver un signal nul sur les vétos, au bruit de l'électronique près. On note toutefois que, dans un tel cas de figure, la conservation de charge requérant que la somme des signaux soit nulle ne serait pas respectée. L'équation (3.6) nous indique donc que le piégeage de charges implique des signaux non nuls sur les vétos.

Le théorème de Ramo permet, comme nous allons le voir, de calculer précisément les signaux attendus. Nous considérerons, tout d'abord, l'exemple simple d'un  $\gamma$  fiduciel de 3 eV ne générant qu'une paire électron-trou et nous intéresserons aux signaux attendus sur les électrodes selon deux scénarios. Nous considérerons dans un premier temps le cas idéal où les deux porteurs de charge seraient collectés sur les électrodes fiducielles. Dans un second temps, nous nous intéresserons à un cas plus réaliste où le trou serait collecté sur l'électrode D et l'électron piégé avant d'atteindre l'électrode B.

Dans le cas idéal, l'électron (resp. le trou) est collecté sur l'électrode B (resp. l'électrode D). L'équation 3.3 indique que la seule connaissance des potentiels pondérés aux positions de fin de dérive des charges suffit pour calculer la charge induite sur n'importe quelle électrode. Par définition, le potentiel pondéré associé à l'électrode considérée vaut 1 au niveau de celle-ci et 0 au niveau des autres électrodes. On déduit donc aisément les signaux attendus sur l'ensemble des électrodes :

$$\begin{aligned}
 Q_B &= e(\Phi_B(\vec{r}_{eF}) - \Phi_B(\vec{r}_{hF})) = e(1 - 0) = +e \\
 Q_D &= e(\Phi_D(\vec{r}_{eF}) - \Phi_D(\vec{r}_{hF})) = e(0 - 1) = -e \\
 Q_A &= e(\Phi_A(\vec{r}_{eF}) - \Phi_A(\vec{r}_{hF})) = e(0 - 0) = 0 \\
 Q_C &= e(\Phi_C(\vec{r}_{eF}) - \Phi_C(\vec{r}_{hF})) = e(0 - 0) = 0
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Comme attendu, un événement fiduciel en l'absence de piégeage n'induit aucun signal sur les électrodes vétos. La collecte d'un électron de charge  $-e$  (resp. d'un trou de charge  $+e$ ) induit une charge de signe opposé  $+e$  (resp.  $-e$ ). En effet, on rappelle que le théorème de Schokley-Ramo est initialement formulé en terme de charge induite, c'est-à-dire en terme de charge fournie par l'alimentation pour ramener l'électrode au potentiel initial.

Intéressons-nous maintenant à l'exemple plus réaliste où l'électron serait piégé durant sa dérive. Quelle que soit l'électrode que l'on considère, on comprend bien que le potentiel pondéré associé va par définition être non nul à la position de la charge piégée. On s'attend ainsi à des signaux non nuls sur l'ensemble des électrodes à cause de la charge piégée.

Pour l'exemple, on utilise les cartes des potentiels pondérés correspondant aux électrodes A et B, visibles en figure 3.3, dont les valeurs sont données par l'échelle de couleur.

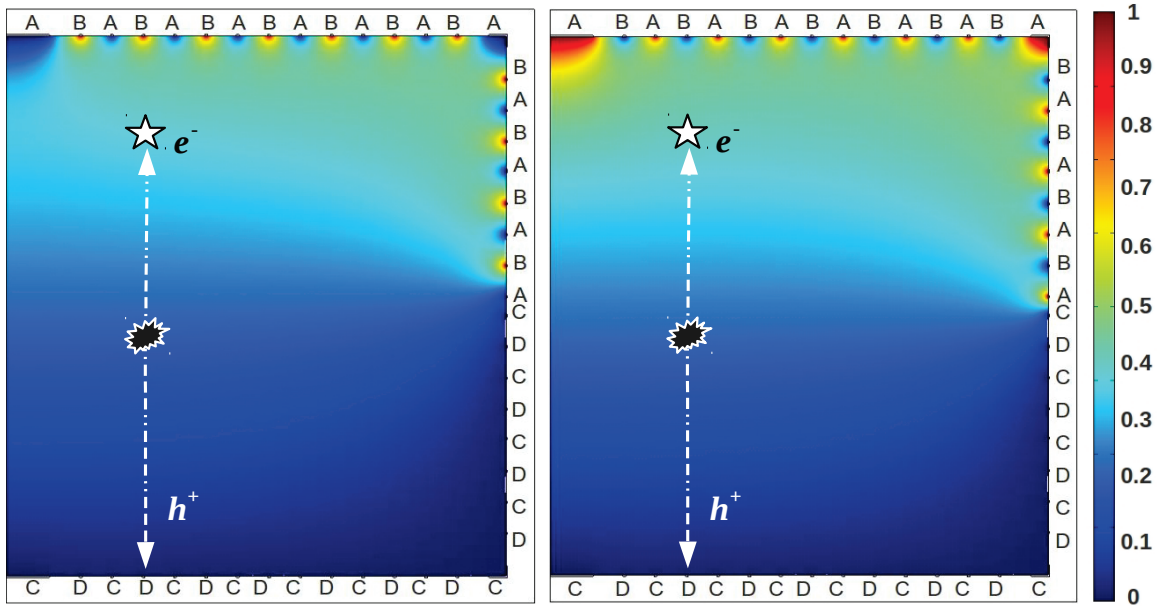


FIGURE 3.3: Cartes des potentiels pondérés  $\Phi_B(\vec{r})$  (à gauche) et  $\Phi_A(\vec{r})$  (à droite) associés aux électrodes fiducielle B et veto A. L'échelle de couleur indique la valeur du pontentiel pondéré nécessairement comprise entre 0 et 1.

Les potentiels pondérés associés aux électrodes C et D, non représentés 3.3, peuvent cependant être facilement déduits du fait de la symétrie du détecteur. On considère que l'électron est piégé à la position représentée par une étoile sur la figure. On voit que les potentiels pondérés associés aux jeux d'électrodes A et B ont la même valeur  $\Phi_A(\vec{r}_{eF}) = \Phi_B(\vec{r}_{eF}) = 0.4$  à cette localisation. Il en va de même pour les potentiels pondérés associés aux électrodes C et D pour lesquelles  $\Phi_C(\vec{r}_{eF}) = \Phi_D(\vec{r}_{eF}) = 0.1$ . Disposant de ces valeurs,

on peut alors calculer les signaux induits attendus sur l'ensemble des électrodes :

$$\begin{aligned}
 Q_B &= e(\Phi_B(\vec{r}_{eF}) - \Phi_B(\vec{r}_{hF})) = e(0.4 - 0) = +0.4e \\
 Q_D &= e(\Phi_D(\vec{r}_{eF}) - \Phi_D(\vec{r}_{hF})) = e(0.1 - 1) = -0.9e \\
 Q_A &= e(\Phi_A(\vec{r}_{eF}) - \Phi_A(\vec{r}_{hF})) = e(0.4 - 0) = +0.4e \\
 Q_C &= e(\Phi_C(\vec{r}_{eF}) - \Phi_C(\vec{r}_{hF})) = e(0.1 - 0) = +0.1e
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Plusieurs informations majeures ressortent de cet exemple illustratif, la première étant que non seulement des signaux sur les vétos sont attendus pour des événements fiduciels, mais leur amplitude semble relativement conséquente. Nous verrons par la suite qu'ils étaient jusqu'à présent interprétés comme la résultante des capacités parasites entre les diverses voies (cross-talk). D'autre part, on note l'influence du piégeage des électrons sur la cathode D ayant pourtant bien collecté le trou. Cette influence est relativement faible dans cet exemple car la charge est piégée proche de l'anode B. On réalise cependant l'influence que peut avoir le piégeage d'un type de porteur à proximité de l'électrode qui collecte les charges de signes opposés.

On note également une propriété intéressante qui résulte de la configuration des électrodes et qui sera utile par la suite : dans l'exemple donné, on voit que les potentiels pondérés associés aux électrodes A et B (resp. C et D) ont la même valeur à la position de l'électron piégé. De manière générale, la figure 3.3 montre une grande similarité des potentiels pondérés associés aux paires d'électrodes voisines lorsque l'on considère une profondeur à l'intérieur du détecteur grande en regard de la distance inter-électrodes. Dans le volume fiduciel, on pourra ainsi considérer qu'une charge piégée induit le même signal sur les électrodes fiducielles et vétos voisines.

L'agencement particulier des électrodes révèle une propriété encore plus intéressante. Pour l'apprécier, intéressons-nous un instant à la somme des signaux induits sur les électrodes vétos A et C pour un événement fiduciel. Nous avons vu que, contrairement aux charges piégées, les charges collectées ne participaient pas aux signaux induits sur les vétos. Par ailleurs, on s'attend à ce que les charges soient majoritairement piégées dans le volume du détecteur, ne serait-ce que par la distance de dérive plus importante dans la région fiducielle que dans la région de surface. On fera donc l'approximation à priori grossière que le signal induit sur le système d'électrodes (A+C) est uniquement régi par le piégeage de charges dans le volume. De la même manière que nous avons établi la relation 3.6, on peut déterminer la somme des signaux induits sur les électrodes A et C à partir du potentiel pondéré  $\Phi_{(A+C)}(\vec{r})$ . Celui-ci résultant de la polarisation alternative des électrodes à 1 V et 0 V, le potentiel pondéré qui en résulte est de l'ordre de  $\sim 0.5$  dans le volume fiduciel du détecteur. La carte des potentiels pondérés correspondante est présentée figure 3.4.

On observe que pour un événement fiduciel, la somme des signaux induits sur les électrodes est proportionnelle à la différence du nombre de porteurs piégés de chaque type. Certes, cette propriété repose sur l'hypothèse selon laquelle les signaux induits sur les vétos proviennent uniquement des charges piégées en volume. Il se trouve qu'il s'agit en réalité d'une très bonne approximation. En effet,  $\Phi_{(A+C)}(\vec{r})$  décroît très rapidement à l'approche des électrodes fidu-

cielles comme il est possible de le voir en figure 3.4. Des charges piégées à l'approche de la surface induiront donc moins de signaux sur les véto que des charges piégées dans le volume du détecteur. Le champ électrique, dans cette région de proche surface, est également beaucoup plus fort. La dépendance du piégeage avec l'intensité du champ électrique implique un piégeage de charges bien moins important dans cette région. Enfin, comme nous l'avons déjà évoqué, le trajet parcouru par les charges dans cette région est très faible vis-à-vis du trajet parcouru dans le volume.

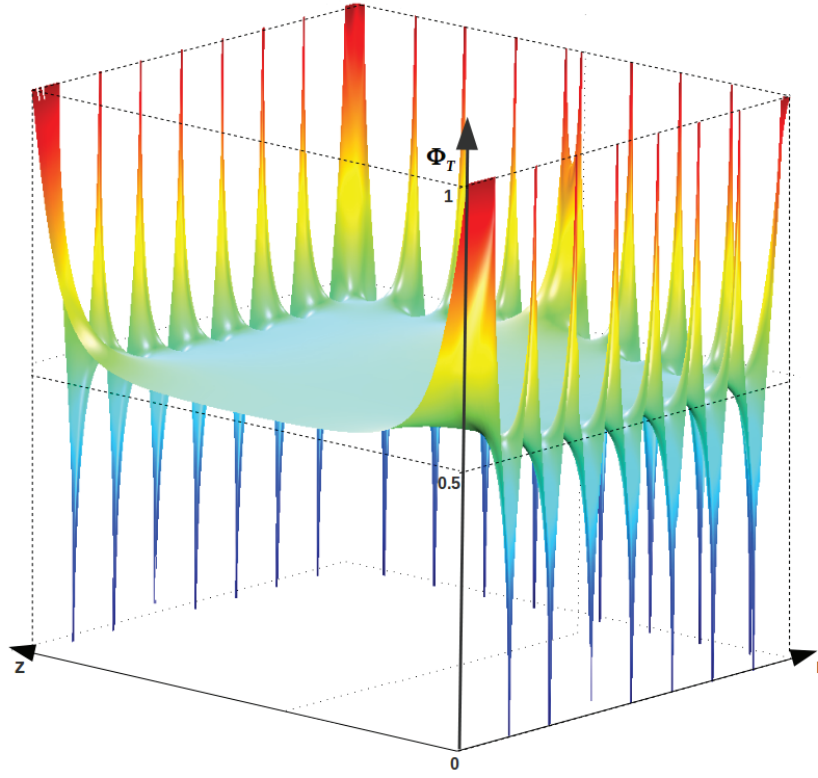


FIGURE 3.4: Représentation tridimensionnelle du potentiel pondéré associé aux jeux d'électrodes (A+C). On observe un potentiel de 0.5 dans l'ensemble du volume du détecteur. A l'approche des électrodes fiducielles (resp. de surfaces), le potentiel décroît (resp. croît) de manière abrupte jusqu'à 0 (resp. jusqu'à 1).

La somme des signaux induits sur les électrodes A et C, suite au piégeage dans le volume fiduciel de  $N_{Te}$  électrons et de  $N_{Th}$  trous, est donnée par la relation suivante :

$$Q_{(A+C)} = \sum_{n=1}^{N_{Te}} e\Phi_{(A+C)}(\vec{r}_{eF}) - \sum_{n=1}^{N_{Th}} e\Phi_{(A+C)}(\vec{r}_{hF}) = 0.5e(N_{Te} - N_{Th}) \quad (3.9)$$

L'ensemble de ces éléments amène à considérer la relation 3.9 comme une très bonne approximation des signaux attendus sur le système d'électrodes (A+C). La validité de cette

relation est très importante puisque les signaux véto semblent contenir des informations sur le piégeage de charge. Ceci laisse entrevoir diverses possibilités d'étude (sensibilité à la profondeur du dépôt d'énergie, correction de la mesure en énergie, caractérisation des détecteurs...) et motive l'élaboration d'un modèle analytique pour rendre compte des signaux induits par le piégeage de charges dans les détecteurs.

## 3.2 Modèle analytique

Dans cette section, on se propose de développer un modèle analytique rendant compte des effets du piégeage, à la fois sur le signal ionisation et sur le signal chaleur. La modélisation se restreindra à la région du détecteur où le champ est quasi homogène tel que représenté par l'encadré rouge de la figure 3.5 de gauche. Notons que les résultats préliminaires de l'étude qui va être présentée avaient donné lieu à une publication [103] et qu'un nouvel article est en préparation. On notera l'existence d'un article paru dans la même période traitant d'un modèle analytique de reconstruction des événements dans des détecteurs CdZnTe coplanaires [105].

### 3.2.1 Hypothèses

Les approximations du modèle et leurs justifications sont les suivantes :

- On fait l'approximation discutée en fin de section précédente que seules les charges piégées dans le volume du détecteur donnent lieu à des signaux sur les électrodes véto.
- Le champ électrique quasi homogène dans la région considérée pour le modèle sera supposé comme l'étant totalement. Cela nous autorise à associer aux électrons et aux trous, indépendamment de leur position durant leur dérive dans le volume, des longueurs de piégeage  $l_e$  et  $l_h$  moyennes.
- On néglige les effets d'anisotropie évoqués en section 2.3.2 et on considère que les charges suivent les lignes de champ électrique. Le champ étant considéré homogène et orthogonal aux surfaces du détecteur, le parcours des charges s'effectue alors dans la direction de l'axe  $z$  (axe de symétrie cylindrique du détecteur).
- On ne modélise que les événements avec dépôt d'énergie simple sans prendre en considération les effets de diffusion multiple. Les paires électron-trou sont donc toutes considérées comme créées à la même localisation pour un événement donné.

Comme schématisé en figure 3.5, on considère que les électrons (resp. les trous), créés suite à un dépôt d'énergie  $E_R$  localisé en  $Z_0$ , dérivent selon l'axe  $z$  en direction de l'anode fiducielle correspondant à l'électrode B (resp. de la cathode fiducielle D). Au cours de leur dérive dans la zone fiducielle  $[0, H]$ , les porteurs ont une probabilité constante d'être piégés relative aux longueurs de piégeage qui leur sont associées. Une fois la région de proche surface atteinte,  $[-\epsilon, 0]$  pour les trous et  $[H, H + \epsilon]$  pour les électrons, on néglige les signaux induits sur les véto par d'éventuelles charges piégées.



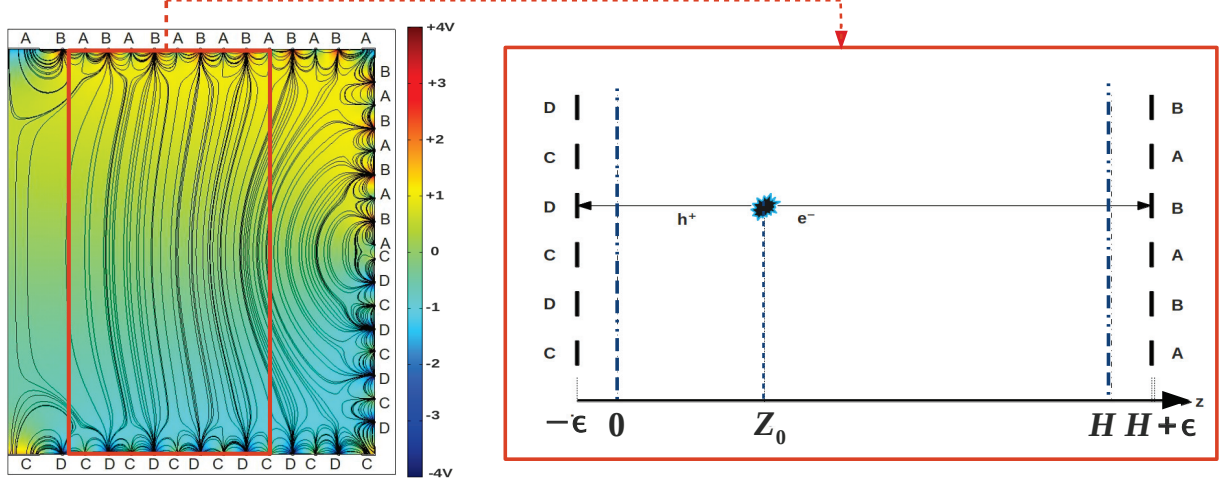


FIGURE 3.5: Figure de gauche : carte des potentiels électriques et des lignes de champ qui en dérivent. Figure de droite : représentation simplifiée de la région de champ quasi homogène encadrée en rouge sur la figure de gauche. Le transport des charges suite à un dépôt d'énergie en  $Z_0$  est considéré comme s'effectuant le long d'une ligne de champ joignant deux électrodes fiducielles. Le piégeage de charges est considéré sur l'intervalle  $[0, H]$  et négligé dans les régions de proche surface  $[-\epsilon, 0]$  et  $[H, H + \epsilon]$ .

Considérons  $N$  charges en mouvement entre  $z$  et  $z+dz$ . Par définition, le nombre de charges piégées est donné par  $N(z)-N(z+dz)$ . En associant aux porteurs une probabilité de piégeage par unité de longueur  $\mu$ , le nombre de charges piégées est également donné par  $N(z)\mu dz$ . On dérive alors aisément les expressions suivantes pour les électrons et les trous (valables respectivement dans les intervalles  $[0, Z_0]$  et  $[Z_0, H]$ ) :

$$\begin{aligned}
 N_e(z) - N_e(z + dz) &= N_e(z)\mu_e dz & N_h(z + dz) - N_h(z) &= N_h(z)\mu_h dz \\
 -\frac{\partial N_e(z)}{\partial z} &= \mu_e N_e(z) & \frac{\partial N_h(z)}{\partial z} &= \mu_h N_h(z) \\
 \int_{N_e(Z_0)}^{N_e(z)} \frac{dN_e(z')}{N_e(z')} &= -\mu_e \int_z^{Z_0} dz' & \int_{N_h(z)}^{N_h(Z_0)} \frac{dN_h(z')}{N_h(z')} &= \mu_h \int_z^{Z_0} dz' \\
 N_e(z) &= N_p e^{-\mu_e(z-Z_0)} & N_h(z) &= N_p e^{\mu_h(z-Z_0)}
 \end{aligned}$$

où  $N_e(z)$  et  $N_h(z)$  sont respectivement le nombre de charges encore en dérive suite à  $N_p$  paires créées en  $Z_0$ .  $\mu_e$  et  $\mu_h$  sont les inverses des longueurs de piégeage  $l_e$  et  $l_h$  associées aux porteurs.

### 3.2.2 Signaux induits sur les électrodes véto

On cherche tout d'abord à déterminer la charge induite sur le système d'électrodes (A+C) au moyen de l'équation 3.9. Le nombre d'électrons et de trous piégés dans le volume est respectivement donné par  $N_{Te}(z) = N_p - N_e(z)$  et  $N_{Th}(z) = N_p - N_h(z)$ . On obtient ainsi



l'expression simple de  $Q_{(A+C)}$  telle que :

$$Q_{(A+C)}(Z_0) = \frac{N_p e}{2} (e^{-\mu_h Z_0} - e^{-\mu_e (H-Z_0)}) \quad (3.10)$$

On souhaite également déterminer les signaux induits sur les électrodes véto individuelles. Cependant, la simplicité de la formule 3.10 vient de la non-dépendance en  $z$  de  $\Phi_{(A+C)}$  alors que les potentiels pondérés  $\Phi_A(z)$  et  $\Phi_C(z)$  dépendent de la position dans le volume fiduciel. On détermine alors une expression générale de la charge induite sur un jeu d'électrodes par les porteurs piégés :

$$Q_X(Z_0) = e \left( \int_{Z_0}^H \mu_e N_p e^{-\mu_e (z-Z_0)} \Phi_X(z) dz - \int_0^{Z_0} \mu_h N_p e^{\mu_h (z-Z_0)} \Phi_X(z) dz \right) \quad (3.11)$$

où  $Q_X(Z_0)$  est la charge induite sur le jeu d'électrodes  $X$  par les porteurs piégés. On considère comme négligeables les signaux induits par les porteurs piégés en dehors de  $[0, H]$ , ce qui explique les bornes des intégrales. On voit par ailleurs qu'il va falloir déterminer analytiquement les potentiels pondérés  $\Phi_A(z)$  et  $\Phi_C(z)$  pour le calcul de  $Q_A(Z_0)$  et  $Q_C(Z_0)$ .

La figure 3.6 (gauche) montre les variations du potentiel  $\Phi_A(r, z)$ . On voit que sa valeur semble croître linéairement dans la région fiducielle à laquelle l'étude se restreint (zone de champ homogène). Cela est d'autant plus visible lorsque l'on s'intéresse aux variations de  $\Phi_A(z)$  (à  $r$  fixé) le long d'une ligne joignant deux électrodes fiducielles (telle que représentée en figure 3.5).

On peut donc approximer le potentiel par la forme  $\Phi_A(z) = az + b$  dans la région  $[0, H]$  qui nous intéresse. En effet,  $\Phi_A$  est obtenu en mettant l'ensemble des électrodes d'une surface à 0 V et en polarisant de manière alternative les électrodes de l'autre surface à 0 V et 1 V, soit en moyenne 0.5 V. Le champ pondéré moyen dans le volume a donc pour norme  $E_m = 0.5/L$  où  $L$  est la hauteur du détecteur telle que  $L = H + 2\epsilon$ . Puisque le champ dérive du potentiel, nous obtenons une expression linéaire du potentiel pondéré tel que  $\Phi_A(z) = E_m z + b$ . La condition limite  $\Phi_A(-\epsilon) = 0$  nous donne par ailleurs directement la valeur de la constante  $b$ . L'obtention de  $\Phi_C(z)$  est immédiate, de par la symétrie de la configuration des électrodes, ou par la relation  $\Phi_A(z) + \Phi_C(z) = 0.5$ . On obtient ainsi les deux expressions suivantes :

$$\Phi_A(z) = \frac{z + \epsilon}{2L} \quad \Phi_C(z) = \frac{-z + H + \epsilon}{2L} \quad (3.12)$$

On dispose donc de tous les éléments pour calculer analytiquement la charge induite sur les électrodes A et C via l'équation 3.11. Pour plus de lisibilité, on décompose les contributions des électrons et des trous piégés tel que  $Q_X(Z_0) = Q_X^e(Z_0) + Q_X^h(Z_0)$  :

$$Q_A^e(Z_0) = \frac{eN_p}{2\mu_e L} [1 + \mu_e(Z_0 + \epsilon) - e^{\mu_e(Z_0-H)}(1 + \mu_e(H + \epsilon))] \quad (3.13)$$

$$Q_A^h(Z_0) = \frac{-eN_p}{2\mu_h L} [-1 + \mu_h(Z_0 + \epsilon) + e^{-\mu_h Z_0}(1 - \mu_h \epsilon)] \quad (3.14)$$

$$Q_C^e(Z_0) = \frac{eN_p}{2\mu_e L} [-1 + \mu_e(H + \epsilon) - \mu_e Z_0 + e^{\mu_e(Z_0-H)}(1 - \mu_e \epsilon)] \quad (3.15)$$

$$Q_C^h(Z_0) = \frac{-eN_p}{2\mu_h L} [1 + \mu_h(H + \epsilon) - \mu_h Z_0 - e^{-\mu_h Z_0}(1 + \mu_h(H + \epsilon))] \quad (3.16)$$

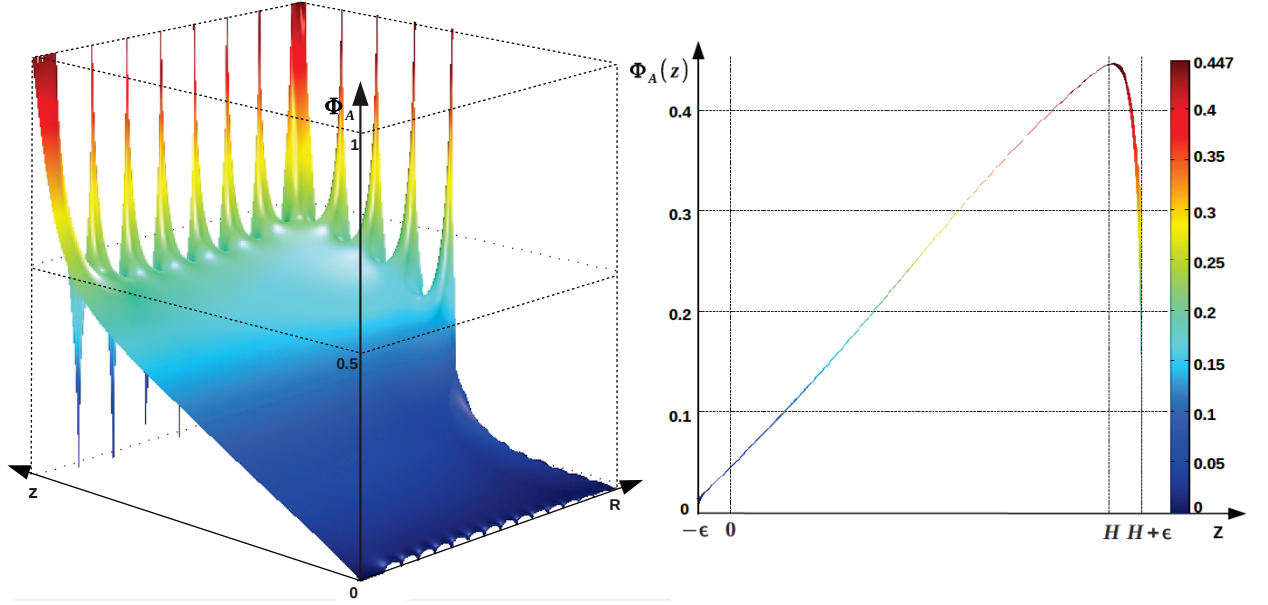


FIGURE 3.6: *Figure de gauche : représentation tridimensionnelle de la carte de potentiel pondéré associée au jeu d'électrode A. Figure de droite : représentation à deux dimensions  $(\Phi_A(z), z)$  du potentiel pondéré associé au jeu d'électrode A le long de l'axe  $z$  joignant deux électrodes fiducielles (tel que représenté en figure 3.5). Le potentiel croît linéairement dans la région fiducielle puis décroît de manière abrupte à l'approche de l'électrode fiducielle B dans la région de proche surface.*

Par la suite, on utilisera les expressions  $E_{ia} = -Q_A/(eN_p)$  et  $E_{ic} = Q_C/(eN_p)$  pour les électrodes vétos ainsi que  $E_{ib} = Q_B/(eN_p)$  et  $E_{id} = -Q_D/(eN_p)$  pour les électrodes fiducielles. On souhaite en effet normaliser le signal à l'unité pour les électrodes fiducielles en l'absence de piégeage. Les changements de signes permettent d'associer des signaux positifs à la collecte de charges sur les électrodes et, par la suite, des comparaisons avec les données pour lesquelles la procédure d'étalonnage conduit également à associer à la collecte de charges sur les électrodes des énergies positives. On notera  $Z = Z_0/H$  la profondeur du dépôt d'énergie dans le volume fiduciel normalisée à l'unité.

On peut visualiser, en figure 3.7, la dépendance des signaux sur les électrodes vétos avec la profondeur du dépôt d'énergie. Sur les deux figures, les courbes orange et verte sont respectivement associées à  $E_{ia}(Z)$  et  $E_{ic}(Z)$ . Les courbes en traits noirs pleins et pointillés correspondent respectivement à  $(E_{ia} - E_{ic})/2$  et  $(E_{ia} + E_{ic})/2$ . La figure de gauche est obtenue en fixant les longueurs de piégeage à des valeurs relativement typiques de celles auxquelles on s'attend telles que  $\mu_e = 0.07 \text{ cm}^{-1}$  et  $\mu_h = 0.03 \text{ cm}^{-1}$ . La figure de droite est obtenue en fixant les longueurs de piégeage à des valeurs telles  $\mu_e = \mu_h = 0.05 \text{ cm}^{-1}$ . On note que, dans les deux cas,  $\mu_e + \mu_h = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Cela va nous permettre de visualiser les effets liés à la fois à la différence et à la somme des inverses des longueurs de piégeage.

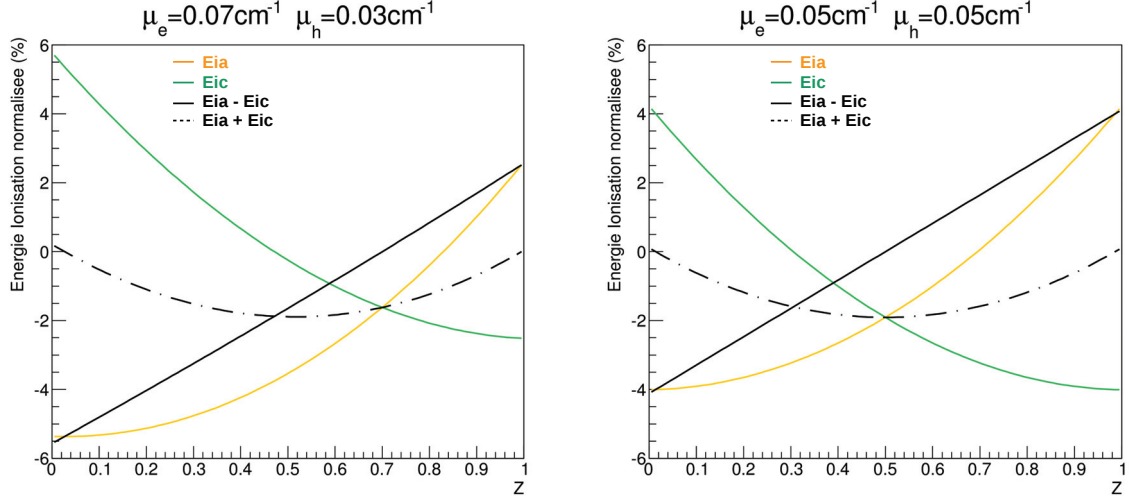


FIGURE 3.7: Les figures de gauche et de droite sont obtenues pour deux jeux de longueurs de piégeage différents mais, dans les deux cas, tels que  $\mu_e + \mu_h = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Les courbes orange et vertes sont respectivement associées à  $Eia(Z)$  et  $Eic(Z)$ . Les courbes en traits noirs pleins et pointillés correspondent respectivement à  $(Eia - Eic)/2$  et  $(Eia + Eic)/2$ .

On observe une forte dépendance des signaux sur les électrodes individuelles avec les longueurs de piégeage (courbes vertes et orange). On note toutefois que la somme des signaux véto présente quasi strictement la même allure parabolique dans les deux scénarios. La valeur de  $\mu_e + \mu_h$  inchangée dans les deux cas de figure explique la similarité de l'allure. Enfin, on note une dépendance linéaire en  $Z$  de la différence des signaux véto représentée en trait plein noir. La courbe semble seulement translatée d'un couple de valeurs à l'autre et indique également une dépendance en  $\mu_e + \mu_h$  du coefficient directeur.

Pour expliquer ces dépendances en  $\mu_e + \mu_h$ , on procède à un développement limité en  $\mu_e H$  et en  $\mu_h H$ . On s'y autorise de manière générale, bien que les valeurs exactes des longueurs de piégeage  $l_e$  et  $l_h$  soient inconnues car elles devraient être de l'ordre de la dizaine de centimètres [104] dans les conditions de température et de polarisation qui sont les nôtres. Celles-ci peuvent ainsi être considérées comme grandes devant la distance maximum de dérive  $H \sim 3.6 \text{ cm}$  dans le volume. Le développement au premier ordre nous donne les formules simples suivantes :

$$Eia - Eic = \frac{-Q_A - Q_C}{eN_p} = \frac{H}{2} [(\mu_e + \mu_h)Z - \mu_e] \quad (3.17)$$

$$Eia + Eic = \frac{-Q_A + Q_C}{eN_p} = \frac{H^2}{2L} (\mu_e + \mu_h)(Z^2 - Z) \quad (3.18)$$

La différence des énergies lues sur les véto croît linéairement avec la profondeur du dépôt

d'énergie, ce qui s'explique par la non-dépendance en  $z$  de  $\phi_A + \phi_C = 0.5$ , et le coefficient directeur associé montre la dépendance en  $\mu_e + \mu_h$  que laissait supposer la figure 3.7. Cette dépendance est également présente pour la somme des énergies lues sur les véto. Elle explique également la similarité des courbes obtenues. On observe par ailleurs une dépendance quadratique en  $Z$  qui explique le caractère parabolique observé. Notons que, dans les données, nous ne disposons pas d'estimateur de la profondeur du dépôt d'énergie. Il apparaît que les signaux véto utilisés de manière collective semblent présenter une certaine sensibilité à la profondeur du dépôt d'énergie. Toujours dans les données, les corrélations inter-véto dans le plan  $(Eia - Eic, Eia + Eic)$  devraient mener, pour des événements monoénergétiques, à l'observation d'une distribution parabolique telle que prédite par la relation suivante obtenue en substituant (3.17) dans (3.18) :

$$Eia + Eic = \frac{1}{L(\mu_e + \mu_h)} \left[ 2(Eia - Eic)^2 + H(\mu_e - \mu_h)(Eia - Eic) - \mu_e \mu_h \frac{H^2}{2} \right] \quad (3.19)$$

La figure 3.8 montre la distribution d'événements simulés dans le plan  $(Eia - Eic, Eia + Eic)$  lorsque ceux-ci sont répartis de manière homogène en  $Z$ . La distribution d'événements en noir est obtenue en utilisant les formules sans développement limité. Les distributions en bleu et en vert sont celles obtenues à partir des expressions développées au premier et second ordre en  $\mu H$ . Les figures de gauche et de droite sont obtenues avec les mêmes jeux de paramètres ( $\mu_e$  et  $\mu_h$ ) que précédemment.

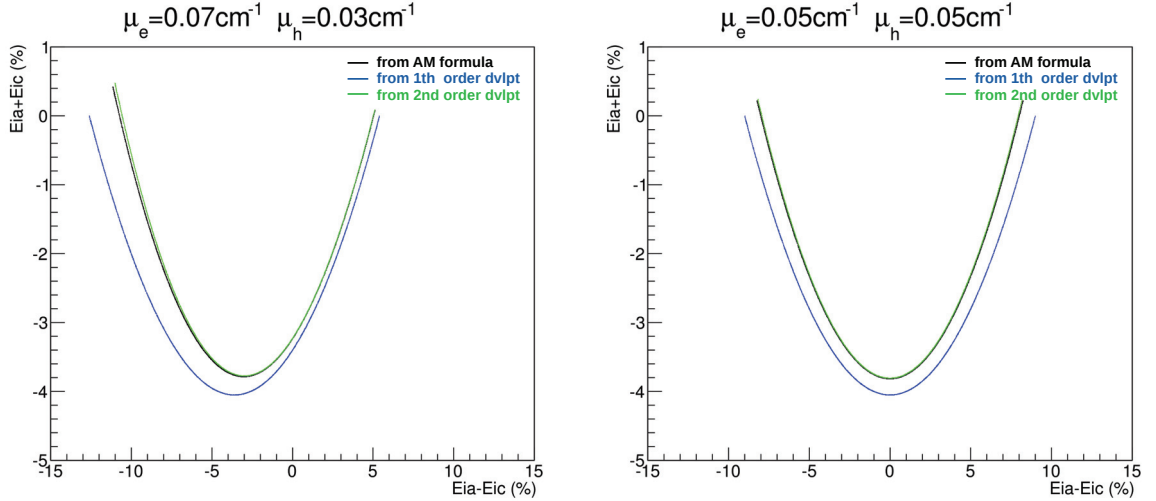


FIGURE 3.8: Distribution des événements dans le plan  $(Eia - Eic, Eia + Eic)$  lorsque ceux-ci sont homogénéiquement répartis en  $Z$ . Les figures de gauche et de droite sont obtenues pour deux jeux de longueurs de piégeage différents mais, dans les deux cas, tels que  $\mu_e + \mu_h = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Les distributions d'événements en bleu et en vert sont respectivement obtenues à partir des expressions développées au premier et second ordres en  $\mu H$ . Celle en noir est obtenue à partir des équations donnant les énergies lues sur les véto sans développement limité.

On observe tout d'abord une courbure très similaire de la distribution parabolique en noir

de la figure de gauche à la figure de droite. Cette courbure liée à la dépendance quadratique en  $Z$  semble peu impactée par les changements de paramètres de piégeage. Elle est en effet au premier ordre proportionnelle à  $2L/(\mu_e + \mu_h)$  comme l'indique l'équation 3.19, or  $\mu_e + \mu_h$  est inchangé d'un scénario à l'autre. On observe également une extrême similarité des distributions en vert et en noir, qui indique que le développement au second ordre offre une très bonne description du modèle. Enfin on note que, même au premier ordre du développement (en bleu), le comportement global est relativement bien décrit.

### 3.2.3 Signaux induits sur les électrodes fiducielles

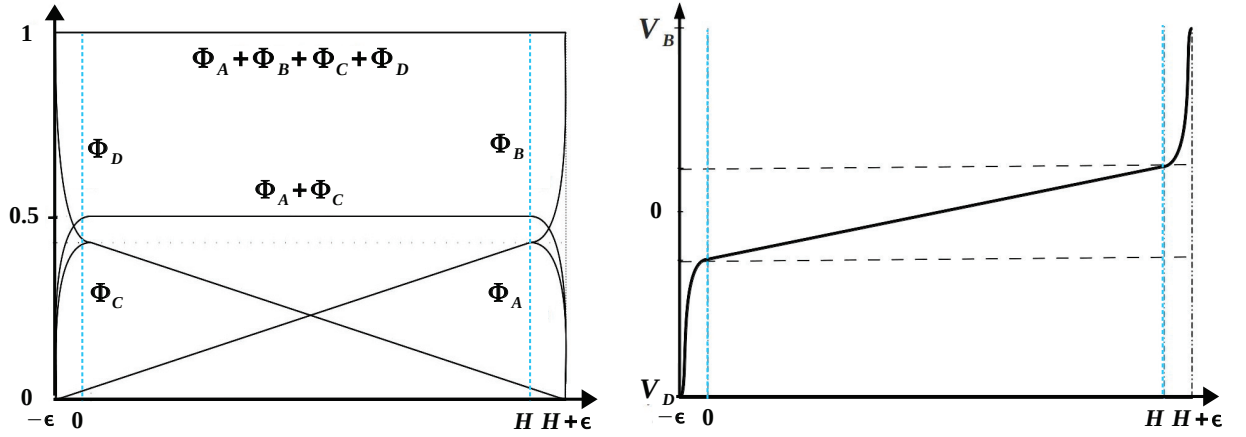


FIGURE 3.9: *A gauche : schématisation des potentiels pondérés associés aux divers jeux d'électrodes le long d'un axe joignant deux électrodes fiducielles. A droite : schématisation du potentiel électrique selon le même axe.*

On s'intéresse maintenant aux signaux induits sur les électrodes fiducielles. Ceux-ci peuvent être décomposés selon deux contributions : l'une correspondant aux charges collectées et l'autre aux charges induites par les porteurs piégés. On s'appuie sur la schématisation des potentiels pondérés  $\Phi_B(z)$  et  $\Phi_D(z)$  visible en figure 3.9. On voit que dans la région  $[0, H]$ ,  $\Phi_B(z)$  (resp.  $\Phi_D(z)$ ) est équivalent à  $\Phi_A(z)$  (resp.  $\Phi_C(z)$ ). De ce fait, les charges piégées dans le volume du détecteur donnent lieu à la même charge induite sur une électrode veto et sur l'électrode fiducielle voisine. La contribution des charges piégées dans le volume pour le calcul de  $Q_B$  et  $Q_D$  est donc d'ores et déjà déterminée.

Toujours en figure 3.9, on observe qu'à l'approche de l'électrode fiducielle B (resp. D) dans la région  $[H, H + \epsilon]$  (resp.  $[-\epsilon, 0]$ ), le potentiel pondéré  $\Phi_B$  (resp.  $\Phi_D$ ) croît soudainement jusqu'à 1. Les charges piégées dans cette région contribueront donc sensiblement autant que les charges collectées au signal sur B (resp. D). En ajoutant à cela les raisons qui nous permettent de négliger l'impact du piégeage en surface pour le calcul de  $Q_A$  et  $Q_C$ , on conclut que l'on peut considérer les charges atteignant la région de proche surface comme collectées.

A partir de ces éléments, on déduit l'expression de la charge induite sur les électrodes fiducielles B et D :

$$Q_B(Z_0) = Q_A(Z_0) + eN_p e^{-\mu_e(H-Z_0)} \quad (3.20)$$

$$Q_D(Z_0) = Q_C(Z_0) - eN_p e^{-\mu_h(Z_0)} \quad (3.21)$$

La figure 3.10 montre l'impact du piégeage de charges sur les énergies  $E_{ib}(Z)$  et  $E_{id}(Z)$  respectivement représentées par les courbes violettes et bleues. La courbe noire correspond à l'énergie ionisation fiducielle définie comme  $E_{FID}(Z) = (E_{ib}(Z) + E_{id}(Z))/2$ .

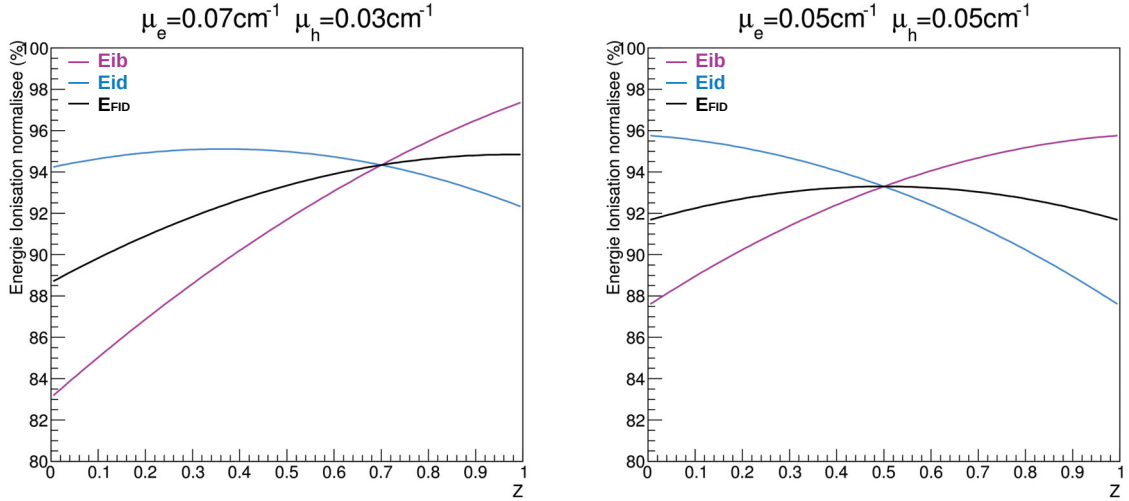


FIGURE 3.10: Les figures de gauche et de droite sont obtenues pour deux jeux de longueurs de piégeage différents mais, dans les deux cas, tels que  $\mu_e + \mu_h = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Les courbes violettes et bleues correspondent respectivement à  $E_{ib}(Z)$  et  $E_{id}(Z)$ . La courbe noire correspond à l'énergie ionisation fiducielle définie telle que  $E_{FID}(Z) = (E_{ib}(Z) + E_{id}(Z))/2$ .

Il est intéressant de noter l'allure plane de la fonction  $E_{FID}(Z)$  pour  $\mu_e = \mu_h$  (figure de droite) qui se traduit par une très faible dispersion de la mesure en énergie. Cette dernière s'explique au premier ordre par la simple dépendance en  $\mu_e - \mu_h$  de la différence des énergies ionisation fiducielles pour les deux cas extrêmes de dépôts d'énergie ( $Z = 0$  et  $Z = 1$ ) :

$$E_{FID}(Z = 0) - E_{FID}(Z = 1) = \frac{H}{2} (\mu_e - \mu_h) \quad (3.22)$$

On peut voir, en figure 3.11, les dispersions observées sur l'énergie ionisation pour une distribution en  $Z$  uniforme. Les différentes distributions ont été obtenues en tirant aléatoirement 10000 valeurs de  $Z$  et en associant à chacune de ces réalisations les valeurs en énergie  $E_{ib}$ ,  $E_{id}$  et  $E_{FID}$  attendues par le modèle analytique. La figure de gauche montre qu'en cas de piégeage plus important d'un type de porteur, il semble préférable d'effectuer la mesure de l'ionisation via l'électrode qui collecte l'autre type de porteur. En cas de piégeage de charges équivalent des électrons et des trous, l'énergie fiducielle  $E_{FID}$  semble fournir une meilleure

résolution et donc un meilleur estimateur de l'ionisation. On note également qu'il apparaît difficile d'estimer la résolution à partir de la seule largeur du pic. Dans les données, cela impliquera une interprétation prudente de la largeur du pic à 356 keV (caractéristique de la source  $^{133}\text{Ba}$  utilisée pour l'étalonnage) en terme de résolution.

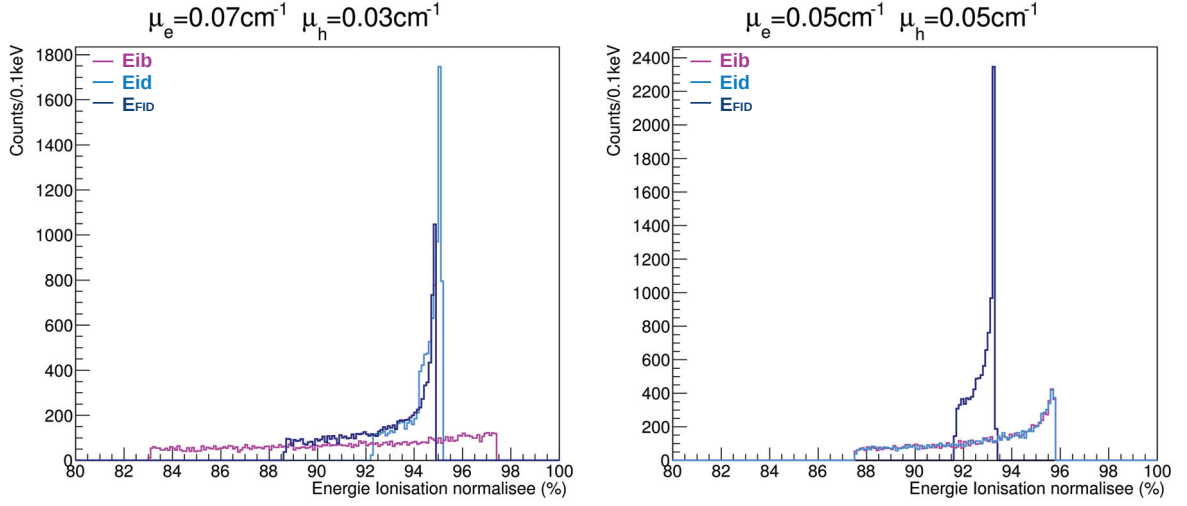


FIGURE 3.11: Les figures de gauche et de droite sont obtenues pour deux jeux de longueurs de piégeage différents mais dans les deux cas tels que  $\mu_e + \mu_h = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Les deux figures montrent les distributions en énergie observées pour 10000 événements répartis uniformément en  $Z$ . Le code couleur est équivalent à celui utilisé dans la figure 3.10.

### 3.2.4 Impact du piégeage sur la voie chaleur

On souhaite également modéliser l'impact du piégeage de charges sur l'effet Luke, et par conséquent sur la mesure de la chaleur. En considérant  $N_p$  paires électron-trou créées suite à un dépôt d'énergie, l'effet Luke se formule comme suit :

$$E_{\text{Luke}} = e \sum_{n=1}^{N_p} (V(\vec{r}_e)_n - V(\vec{r}_h)_n) \quad (3.23)$$

où  $V(\vec{r}_e)_n$  et  $V(\vec{r}_h)_n$  sont respectivement les valeurs des potentiels électriques aux positions de fin de dérive de l'électron et du trou. Le label  $n$  fait état de la paire considérée. Par la suite, on ne fera plus apparaître la charge élémentaire  $e$ , ce qui revient à considérer l'énergie de l'effet Luke en électron-Volts plutôt qu'en Joules.

De la même manière que l'on a obtenu l'équation 3.11, on détermine la contribution à l'effet Luke des charges piégées dans le volume comme suit :

$$E_{\text{Luke}}^P(Z_0) = \int_{Z_0}^H \mu_e N_p e^{-\mu_e(z-Z_0)} V(z) dz - \int_0^{Z_0} \mu_h N_p e^{\mu_h(z-Z_0)} V(z) dz \quad (3.24)$$



Il s'agit de la même formule que l'équation 3.11 à la différence près que les potentiels pondérés  $\Phi_X(z)$  sont remplacés par le potentiel électrique réel  $V(z)$ . Les électrodes, quelles que soient les tensions appliquées, sont toujours polarisées de la manière suivante :  $V_B = -V_D$  et  $V_C = -V_A$ . La valeur moyenne des potentiels sur les surfaces du haut  $(V_A + V_B)/2 = V_M$  et du bas  $(V_C + V_D)/2 = -V_M$  engendre, dans le volume, un champ moyen homogène de norme  $E_m = 2V_M/L$ . Le champ dérivant du potentiel, cela se traduit par une expression linéaire du potentiel dans la région  $[O, H]$  telle que  $V(z) = E_m z + b$ . La valeur de la constante  $b$  est simplement obtenue par la condition limite  $V(H/2) = 0$ . On obtient donc la relation suivante valable pour tout  $z \in [0, H]$  :

$$V(z) = \frac{V_M}{L}(2z - H) \quad (3.25)$$

On dispose ainsi de tous les éléments pour calculer la participation à l'effet Luke des charges piégées dans le volume. On la décompose pour plus de lisibilité selon les contributions des électrons et des trous piégés telles que  $E_{Luke}^P = E_{Luke}^{Pe} + E_{Luke}^{Ph}$  où :

$$E_{Luke}^{Pe}(Z_0) = \frac{N_p V_M}{L \mu_e} (2 + 2\mu_e Z_0 - \mu_e H - e^{\mu_e(Z_0-H)}(2 + \mu_e H)) \quad (3.26)$$

$$E_{Luke}^{Ph}(Z_0) = \frac{N_p V_M}{L \mu_h} (2 - 2\mu_h Z_0 + \mu_h H - e^{-\mu_h Z_0}(2 + \mu_h H)) \quad (3.27)$$

La figure 3.9 montre comment  $V(z)$  varie brusquement jusqu'à la valeur du potentiel de l'électrode de collecte dans la zone de proche surface. On considère donc, comme pour l'ionisation, que les charges non piégées dans la région  $[O, H]$  peuvent être traitées comme si elles avaient été collectées. En définitive, l'effet Luke attendu est simplement donné par la somme des contributions des charges piégées et collectées (ou traitées comme telles). On a ainsi  $E_{Luke} = E_{Luke}^P + E_{Luke}^C$  où :

$$E_{Luke}^C(Z_0) = N_p V_B (e^{\mu_e(Z_0-H)} + e^{-\mu_h Z_0}) \quad (3.28)$$

On modélise alors le signal chaleur à partir des diverses contributions déterminées :

$$E_C(Z_0) = E_R + E_{Luke} = E_R + E_{Luke}^C + E_{Luke}^{Pe} + E_{Luke}^{Ph} \quad (3.29)$$

La figure 3.12 montre la dépendance de l'effet Luke et du signal chaleur avec la profondeur du dépôt d'énergie  $Z$ . Les courbes en traits pleins et pointillés correspondent respectivement à l'énergie chaleur et à l'effet Luke tous deux normalisés à 1 pour des  $\gamma$  en l'absence de piégeage. La courbure plus marquée de la courbe associée à l'effet Luke illustre bien le fait que nous travaillons à des faibles valeurs de tensions pour éviter que l'effet Luke ne domine le signal chaleur. On note, tout comme pour l'ionisation fiducielle, que les dispersions du signal chaleur semblent relativement faibles pour des valeurs de piégeage identiques pour les deux types de porteurs.

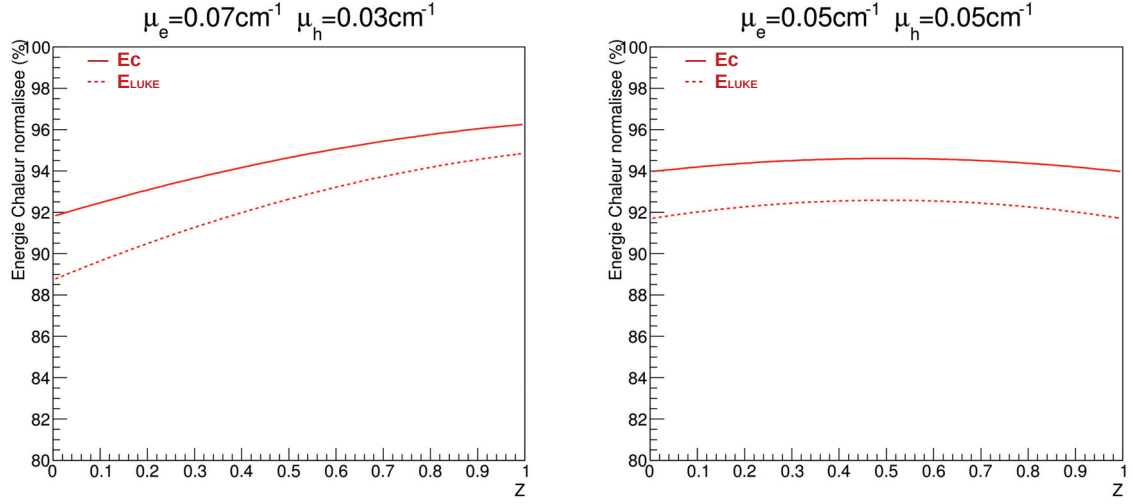


FIGURE 3.12: Les figures de gauche et de droite sont obtenues pour deux jeux de longueurs de piégeage différents mais, dans les deux cas, tels que  $\mu_e + \mu_h = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Les courbes en traits pleins et pointillés correspondent à l'énergie chaleur et à l'effet Luke, tous deux normalisés à 100% en l'absence de piégeage. On observe que l'effet Luke, et par suite l'énergie chaleur, sont très peu dépendants de  $Z$  lorsque  $\mu_e = \mu_h$

Une fois de plus, un développement au premier ordre en  $\mu H$  permet de mieux comprendre l'effet observé. On donne l'expression de la différence des énergies chaleur normalisées pour les deux cas extrêmes de dépôts d'énergie :

$$E_C(Z=0) - E_C(Z=1) = \frac{-\frac{E_R}{\epsilon^j} V_B H (\mu_e - \mu_h)}{E_R \left( 1 + \frac{(V_B - V_D)}{\epsilon^j} \right)} = \frac{V_D H (\mu_e - \mu_h)}{\epsilon^j + V_B - V_D} \quad (3.30)$$

où  $\epsilon^j$  est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-trou et où  $j$  labelise la nature du recul (électronique ou nucléaire).

On voit qu'un piégeage équivalent des électrons et des trous semble profitable en terme d'effet du piégeage sur la résolution de la voie chaleur. On rappelle toutefois que la double mesure de la chaleur et de l'ionisation a pour but de discriminer les  $\gamma$  et  $\beta$  des WIMPs et neutrons en profitant du rapport ionisation/chaleur différent pour les reculs électroniques et nucléaires, ainsi que de déterminer l'énergie de recul indépendamment de la particule incidente. Ce n'est donc pas véritablement l'impact du piégeage sur les résolutions en ionisation et chaleur qui nous intéresse le plus mais plutôt la dispersion de leur rapport.

La figure 3.13 montre la dépendance de ce rapport avec la profondeur du dépôt d'énergie  $Z$ . Les courbes violettes, bleues et noires correspondent respectivement aux rapports  $E_{ib}(Z)/E_C(Z)$ ,  $E_{id}(Z)/E_C(Z)$  et  $E_{FID}(Z)/E_C(Z)$ . On observe que la dépendance en  $Z$  de ce dernier est très peu marquée. Ce n'est pas le cas des rapports mettant en jeu les ionisations individuelles pour lesquels on observe une forte dépendance en  $Z$  qui implique une

forte dispersion de la mesure. Nous avons observé précédemment que lorsque les électrons étaient plus piégés que les trous, la mesure de l'ionisation par la cathode D était celle qui offrait la meilleure résolution.

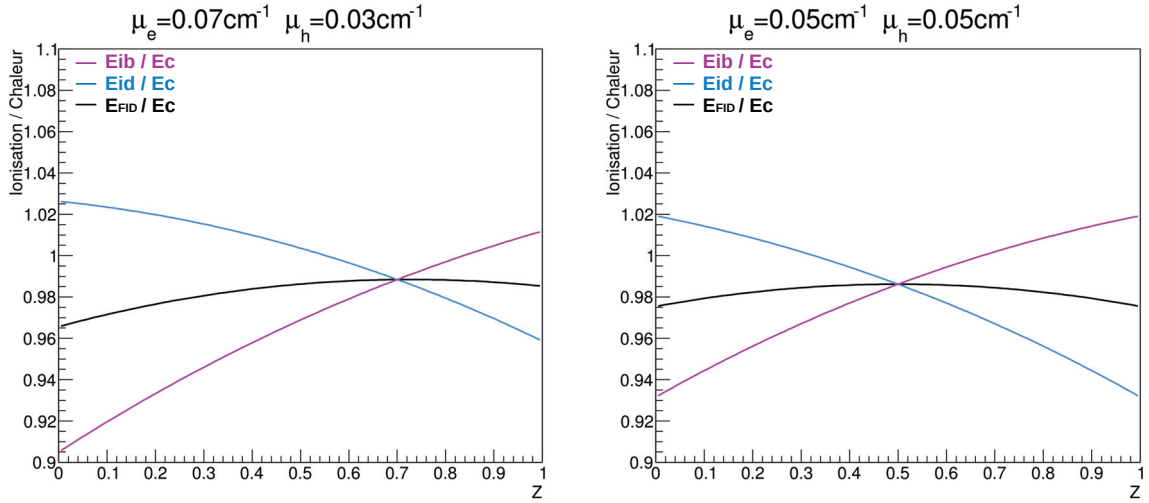


FIGURE 3.13: Les figures de gauche et de droite sont obtenues pour deux jeux de longueurs de piégeage différents mais dans les deux cas tels que  $\mu_e + \mu_h = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Les courbes violettes, bleues et noires correspondent respectivement aux rapports  $E_{ib}(Z)/E_C(Z)$ ,  $E_{id}(Z)/E_C(Z)$  et  $E_{FID}(Z)/E_C(Z)$ .

On observe finalement que, même lorsqu'un type de porteur est plus piégé que l'autre, il demeure préférable d'employer les deux électrodes fiducielles pour la mesure du taux d'ionisation. La capacité de discrimination des reculs électroniques est alors bien moins impactée par le piégeage et la mesure de l'énergie de recul plus précise.

### 3.3 Simulation numérique et validation des approximations du modèle

Dans cette section, on souhaite comparer le modèle analytique à une simulation numérique initialement effectuée par Benjamin Censier [80]. Cette dernière prend en compte un certain nombre d'effets négligés dans le modèle analytique. Après adaptation du code à la géométrie des détecteurs FID-800g, et l'implémentation d'une quantification du piégeage de charges, les paramètres d'entrée de cette simulation sont les suivants :

- Distribution uniforme d'événements d'énergie  $E_R = 10 \text{ keV}$  dans tout le détecteur. La simulation ne se restreint ainsi pas à la région fiducielle de champ quasi-homogène. On considère néanmoins des  $\gamma$  monoénergétiques à dépôt unique et on ne s'intéresse pas aux effets de la diffusion multiple.
- La dérive des charges est effectuée selon l'unique ligne de champ passant par la localisation du dépôt d'énergie. Ainsi, le transport des charges ne se résume pas à une dérive selon

### 3.3. SIMULATION NUMÉRIQUE ET VALIDATION DES APPROXIMATIONS DU MODÈLE

z. Les effets d'anisotropie sont toutefois négligés.

- Des longueurs de piégeage  $l_e(\|\vec{E}\|)$  et  $l_h(\|\vec{E}\|)$  sont respectivement attribuées aux électrons et aux trous. La dépendance du piégeage de charges avec l'intensité du champ [80] est ainsi prise en compte, et ce dans l'intégralité du détecteur. On ne fait pas ici l'hypothèse que le piégeage de charges est négligeable dans la région de proche surface.

- Le nombre de porteurs piégés le long du parcours infinitésimal  $dl$  est déterminé à partir de la loi binomiale de paramètre  $p = dl/l_p(\|\vec{E}\|)$  où  $l_p(\|\vec{E}\|)$  est la longueur de piégeage associée au type de porteur considéré. Le piégeage de charges est ainsi quantifié et des fluctuations statistiques lui sont associées.

- Enfin, les valeurs des potentiels électriques et pondérés ainsi que les lignes de champ, sont obtenues numériquement via un logiciel de simulation par éléments finis.

Les différences entre la simulation numérique et le modèle analytique vont ainsi nous permettre d'évaluer la pertinence des approximations faites dans ce dernier.

La figure 3.14 de gauche montre la distribution des dépôts d'énergie dans le plan  $(z,r)$ . Les événements représentés en rouge sont les événements de surface aisément rejetés par des signaux importants sur les électrodes vétos. On ne s'intéresse par la suite qu'aux événements fiduciels. Ceux-ci sont représentés par différentes couleurs en fonction de l'importance du piégeage. Par ordre décroissant de l'intensité du piégeage, on représente les événements en orange, violet, noir, vert et enfin bleu.

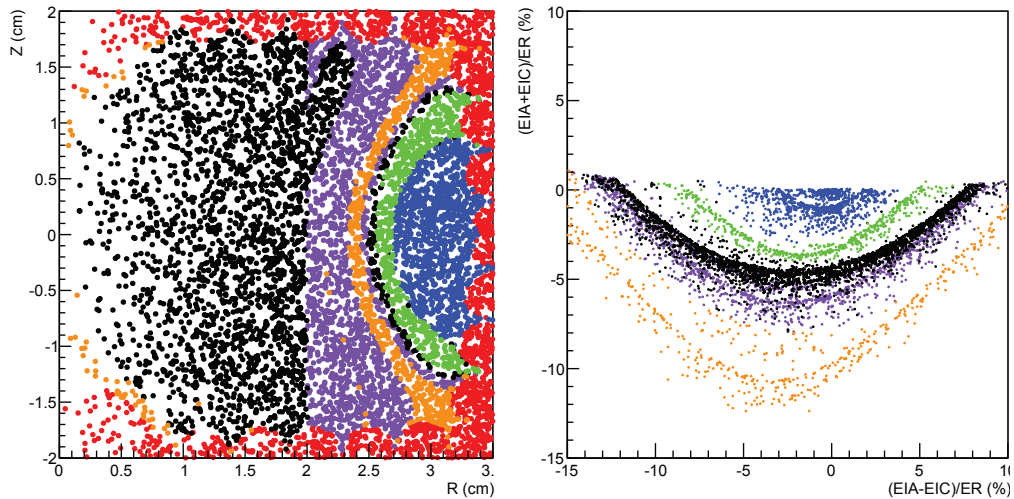


FIGURE 3.14: Distribution des événements simulés dans le plan  $(R,Z)$  pour la figure de gauche et dans le plan  $((Eia-Eic)/Er, (Eia+Eic)/Er)$  pour la figure de droite. Les événements représentés en rouge sont les événements de surface. Les événements fiduciels sont représentés par différentes couleurs selon l'ordre décroissant de l'intensité du piégeage : orange, violet, noir, vert et bleu. Les événements en noir sont ceux de la région de champ homogène à laquelle le modèle analytique s'applique.

Ces variations de piégeage sont dues, d'une part, à l'intensité du champ électrique plus importante dans la région périphérique que centrale, et d'autre part à la longueur des lignes de champ pouvant varier d'un facteur 10. Dans la simulation, la distance de dérive des porteurs peut ainsi aller de  $\sim 0.5$  cm dans la région en bleu à  $\sim 5$  cm pour les événements représentés en orange. La figure de droite montre la distribution des événements dans le plan  $((Eia-Eic)/Er, (Eia+Eic)/Er)$ .

On observe que l'on retrouve la distribution parabolique attendue pour les événements fiduciaux de la région de champ homogène représentés en noir. Les événements des différentes régions semblent se répartir en différentes structures paraboliques de courbures et de longueurs d'arc différentes de plus en plus centrées vers la valeur  $(0,0)$  à mesure que le piégeage de charges devient négligeable. On se concentre pour le moment sur la population d'événements de la région de champ homogène représentés en noir de manière à pouvoir comparer les prédictions du modèle analytique avec le jeu de données simulées. La validité du modèle analytique repose sur le fait que l'on puisse considérer les signaux induits sur les électrodes vétos comme provenant du piégeage de charges dans le volume du détecteur.

Nous avons vu (cf. section 3.2.2) que le modèle analytique développé au premier ordre prédit une distribution parabolique dans le plan  $(Eia - Eic)/E_R, (Eia + Eic)/E_R$  (cf. éq. (3.19)). Comme on peut le voir en figure 3.14, cette prédiction est vérifiée dans la simulation. Nous souhaitons maintenant déterminer les longueurs de piégeage utilisées dans la simulation à partir d'un ajustement de la distribution des événements simulés dans ce même plan. Pour ce faire, nous utiliserons les fonctions du modèle analytique développées à l'ordre supérieur :

$$Eia + Eic = \frac{H^2}{4L} \left( \frac{2}{3} H Z^3 (\mu_e^2 - \mu_h^2) + Z^2 (\mu_e + \mu_h) (2 - H(\mu_e - \mu_h)) - 2Z(\mu_e + \mu_h) + \frac{H}{3} \mu_e^2 \right) \quad (3.31)$$

$$Eia - Eic = \frac{H}{2} \left( Z^2 \frac{H}{2} (\mu_e^2 - \mu_h^2) + Z (\mu_e + \mu_h - H\mu_e^2) - \mu_e + \frac{H}{2} \mu_e^2 \right) \quad (3.32)$$

Deux simulations ont été effectuées où, pour chacune d'entre elles, les électrons sont caractérisés par une longueur de piégeage ayant la dépendance suivante avec la norme du champ électrique [104] :  $l_e(\|\vec{E}\|) = 0.366 + 15.716\|\vec{E}\| + 13.901\|\vec{E}\|^2 - 11.450\|\vec{E}\|^3 + 3.700\|\vec{E}\|^4$ . Une première simulation a été réalisée en associant aux trous une dépendance de la longueur de piégeage  $l_h = 1.65l_e$ . La distribution dans le plan  $(Eia - Eic)/Er, (Eia + Eic)/Er$  des événements de la région de champ homogène est visible en figure 3.15 de gauche. La figure de droite indique la même distribution mais cette fois pour une simulation où on a associé les mêmes longueurs de piégeage aux électrons et aux trous.

Bien que  $l_e$  et  $l_h$  soient des fonctions du champ électrique dans la simulation, on peut considérer que la norme  $E$  dans la région de champ homogène est typiquement de  $0.625$  V/cm. On considère donc que si le modèle analytique est valide, l'ajustement des distributions dans le plan des corrélations inter-véto via les équations 3.31 et 3.32 devrait nous permettre de retrouver les valeurs  $l_h(0.625) = 1.65 \times l_e(0.625) = 22.09$  cm pour la première simulation et  $l_h(0.625) = l_e(0.625) = 13.38$  cm pour la seconde. Les courbes bleues visibles sur les deux figures montrent la fonction ajustée du modèle analytique développée à l'ordre 2 en

### 3.3. SIMULATION NUMÉRIQUE ET VALIDATION DES APPROXIMATIONS DU MODÈLE99

laissant comme paramètres libres  $\mu_e$ ,  $\mu_h$  et  $H$ . Les valeurs de meilleur ajustement sont indiquées en bleu sur la figure. On observe un excellent accord entre les longueurs de piégeage incluses dans la simulation et celles obtenues par ajustement de la fonction ( $<5\%$  d'écart). Ceci confirme que les signaux induits sur les électrodes veto pour des événements fiduciels peuvent être interprétés en terme de piégeage de charges dans le volume du détecteur.

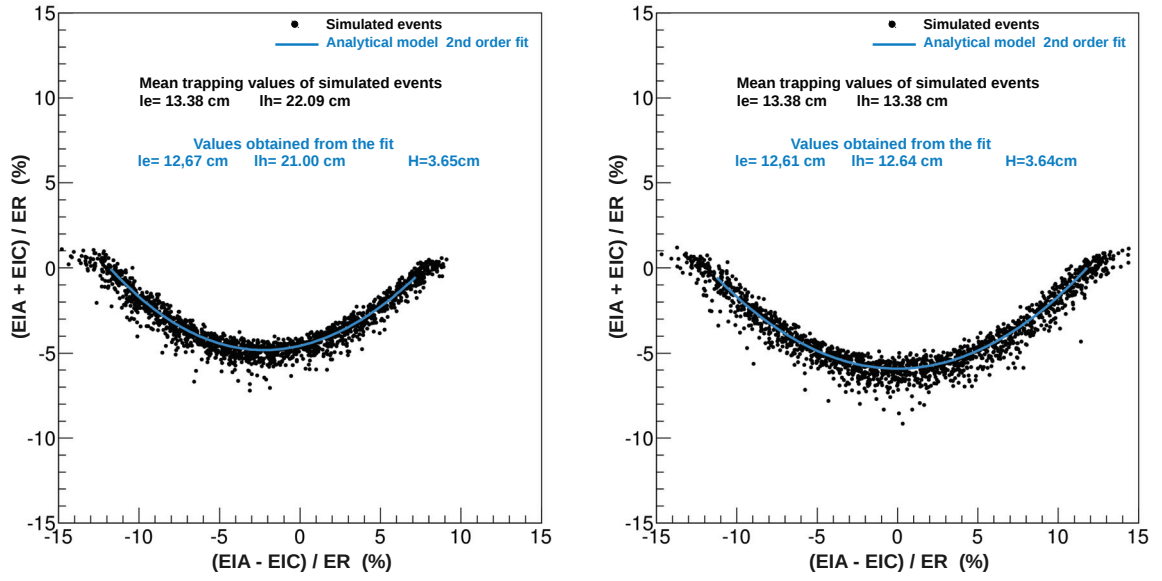


FIGURE 3.15: *Distribution des événements de la région de champ homogène dans le plan des corrélations inter-vétos. La figure de gauche (resp. de droite) correspond à la simulation où  $l_h = 1.65 \times l_e$  (resp.  $l_h = l_e$ ). Les valeurs des longueurs de piégeage correspondant au champ moyen dans le volume sont indiquées en noir. Les valeurs obtenues par ajustement de la fonction du modèle analytique à la distribution des événements simulées sont indiquées en bleu.*

Une autre prédiction essentielle du modèle concerne la sensibilité à la profondeur du dépôt d'énergie en principe offerte par l'utilisation des électrodes vétos. Nous avons vu qu'au premier ordre du développement du modèle analytique, la différence des signaux induits sur les électrodes vétos A et C avait une dépendance linéaire avec la profondeur du dépôt d'énergie. Le développement à l'ordre 2 (voir eq 3.31) montre une dépendance quadratique en  $(\mu_e^2 - \mu_h^2)$ . La distribution des événements dans le plan  $(Z, (Eia-Eic)/Er)$  est visible en figure 3.16 où l'on peut observer une dépendance extrêmement linéaire. Il est intéressant de noter que la dépendance quadratique est très faible, même lorsque l'on considère la première simulation où  $l_h \neq l_e$ .

Enfin, nous avons vu, en section 3.2, que les énergies en ionisation et en chaleur dépendaient de la profondeur du dépôt d'énergie  $Z$ . La relation quasi linéaire entre cette dernière et la différence des énergies lues sur les vétos A et C devrait mener à une dépendance de ces



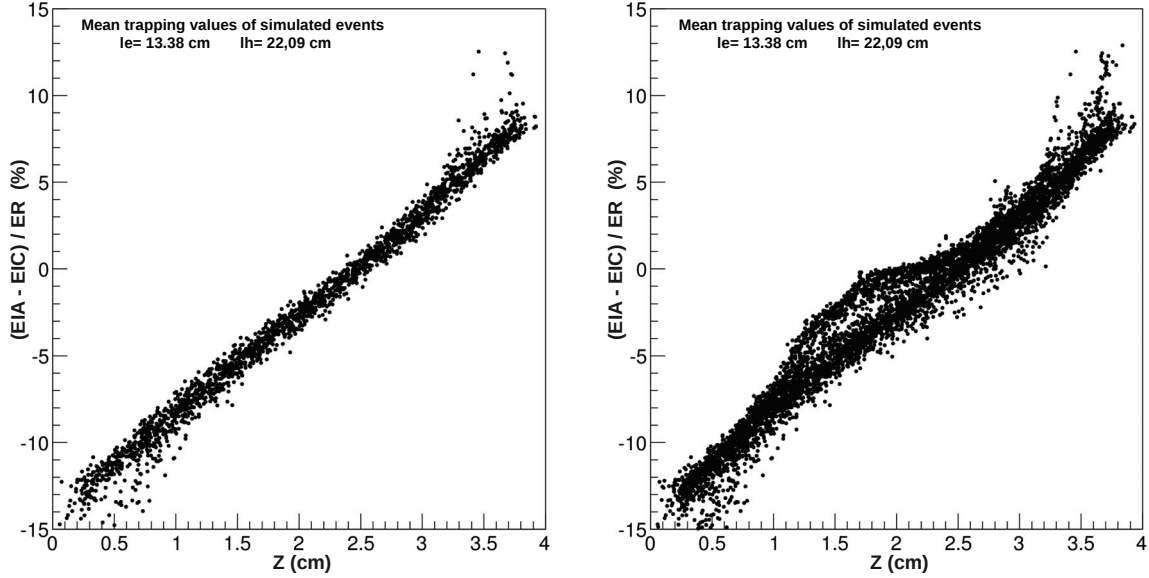


FIGURE 3.16: *Distribution des événements de la région de champ homogène (à gauche) et de l'ensemble des événements fiduciels (à droite) dans le plan  $(Z, (Eia - Eic)/Er)$ . La simulation utilisée est celle où la dépendance quadratique avec  $Z$  est la plus importante  $l_h = 1.65 \times l_e$ .*

énergies en  $(Eia - Eic)/Er$ . Nous avons également noté que c'était cette dépendance avec la profondeur du dépôt qui était à l'origine des dispersions en énergie pour des événements monoénergétiques. Le rapport ionisation/chaleur semblait toutefois moins impacté lorsque l'on considérait pour la mesure de l'ionisation la moyenne des énergies lues sur les deux électrodes fiducielles  $E_{FID}$ . La figure 3.17 montre la dépendance du rapport ionisation/chaleur avec  $(Eia - Eic)/Er$  pour les deux simulations. Les distributions des événements sont représentées en trois couleurs différentes selon l'estimateur de l'ionisation utilisé ( $Eib$  en bleu,  $Eid$  en mauve et  $E_{FID}$  en noir).

Ces figures sont particulièrement intéressantes pour deux raisons. Elles indiquent premièrement que nous devrions être en mesure d'observer dans les données la dépendance des énergies avec la profondeur du dépôt via l'utilisation des électrodes vétos. Elles confirment également, comme nous l'avions précédemment indiqué, que l'estimateur  $E_{FID}$  permet de diminuer l'influence du piégeage sur les dispersions du rapport ionisation/chaleur.

Le modèle analytique pouvait sembler à première vue simpliste en raison du nombre d'approximations nécessaires à sa formulation. L'excellent accord avec la simulation numérique, et notamment la capacité à retrouver les longueurs de piégeage utilisées dans cette dernière, indiquent que les principales approximations du modèle sont correctes, notamment l'hypothèse de base selon laquelle les signaux lus sur les électrodes vétos pour les événements fiduciels peuvent être interprétés comme la résultante du piégeage de charges dans le volume du détecteur.



### 3.3. SIMULATION NUMÉRIQUE ET VALIDATION DES APPROXIMATIONS DU MODÈLE101

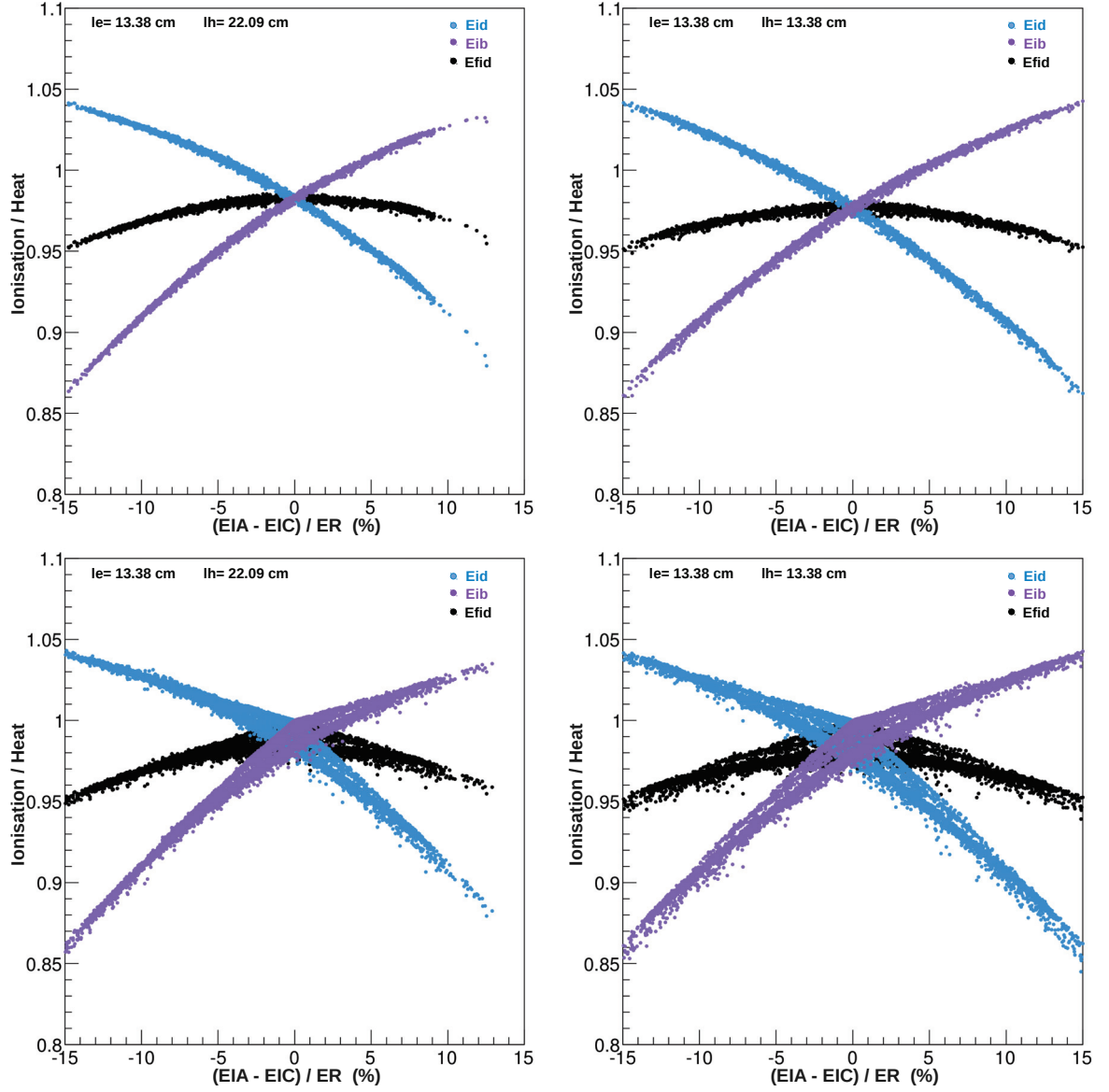


FIGURE 3.17: Dépendance du rapport ionisation/chaleur avec la différence de signaux lus sur les électrodes vétos. Les figures de gauche (resp. de droite) correspondent à la simulation où  $l_h = 1.65 \times l_e$  (resp.  $l_h = l_e$ ). Pour les figures du haut, seuls les événements de la région de champ homogène sont affichés tandis que, pour la figure du bas, l'ensemble des événements fiduciels le sont. Les valeurs des longueurs de piégeage correspondant au champ moyen dans le volume sont indiquées en noir. Le code couleur indique l'estimateur de l'ionisation utilisé :  $E_{ib}$  en bleu,  $E_{id}$  en mauve et  $E_{FID}$  en noir.

### 3.4 Applications du modèle aux données

Nous allons maintenant vérifier que les effets décrits par le modèle analytique se retrouvent dans les données. On insiste sur le fait que celui-ci ne s'applique, en principe, qu'aux événements de la région de champ homogène, même si nous avons pu observer dans la simulation numérique des effets relativement similaires pour l'ensemble de la région fiducielle. Seule la distribution des événements dans le plan  $((E_{ia} - E_{ic})/E_r, (E_{ia} + E_{ic})/E_r)$  montrait des différences notables entre les événements fiduciels de la région centrale et ceux de la région périphérique (cf. figure 3.14). Nous verrons diverses applications issues du modèle analytique, telles que la sensibilité à la profondeur du dépôt d'énergie, un indicateur du piégeage de charges et l'amélioration des résolutions en énergie des voies ionisation et chaleur. Nous noterons l'existence d'articles [106][107][108] traitant de la sensibilité à 1D et de l'amélioration des résolutions en ionisation à haute énergie pour des détecteurs coplanaires ne collectant de manière efficace que les électrons (à température ambiante).

#### 3.4.1 Corrélations inter-vétos

On s'intéresse, dans un premier temps, à la distribution des gammas fiduciels dans le plan  $((E_{ia} - E_{ic})/E_r, (E_{ia} + E_{ic})/E_r)$ . Le choix de l'estimateur de l'énergie  $E_r$  pour ces événements de quenching unité est sans véritable influence sur la distribution dans ce plan. On prendra par la suite, indifféremment,  $E_{FID}$  ou  $E_{id}$  qui sont les estimateurs qui présentent les meilleures résolutions. On sélectionnera des événements de haute énergie ( $>100$  keV) pour que les signaux sur les vétos proviennent majoritairement du piégeage de charges et non du bruit de l'électronique. Nous commencerons par l'étude d'anciennes données (Run13) car les détecteurs FIDs de l'époque étaient équipés de deux voies ionisation supplémentaires qui permettaient la sélection des événements de la région fiducielle centrale. Nous allons ainsi être en mesure de vérifier la distribution des événements fiduciels de la région à laquelle s'applique le mieux le modèle.

On peut voir, sur les deux graphiques du haut de la figure 3.18, comment se distribuent les événements fiduciels dans le plan  $((E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}, (E_{ia} + E_{ic})/E_{FID})$  pour deux détecteurs (FID804 à gauche et FID803 à droite). Les événements sélectionnés sont des événements d'énergies comprises entre 100 keV et 400 keV issus d'une calibration  $^{133}\text{Ba}$ . On visualise, sur les deux graphiques du bas, les mêmes données après sélection des événements de la région fiducielle centrale. On observe que les événements se distribuent de manière remarquablement parabolique une fois cette sélection effectuée. Il semble que le modèle analytique rende véritablement compte des signaux induits sur les électrodes vétos par le piégeage de charge. On constate que, lorsque l'on considère l'ensemble des événements fiduciels, une distribution globalement parabolique est également visible même si bien moins marquée. La différence entre la distribution observée dans les données et dans la simulation était toutefois attendue. En effet, les charges suivent spécifiquement les lignes de champ dans la simulation tandis qu'en réalité leur transport est beaucoup plus complexe, avec notamment une dérive des électrons à 35 degrés dans le cristal. Le fait que l'on n'observe pas, dans les données, une multitude de distributions paraboliques comme en figure 3.14 est ainsi compréhensible en considérant que les charges, durant leurs dérives, traversent les différentes régions d'intensité

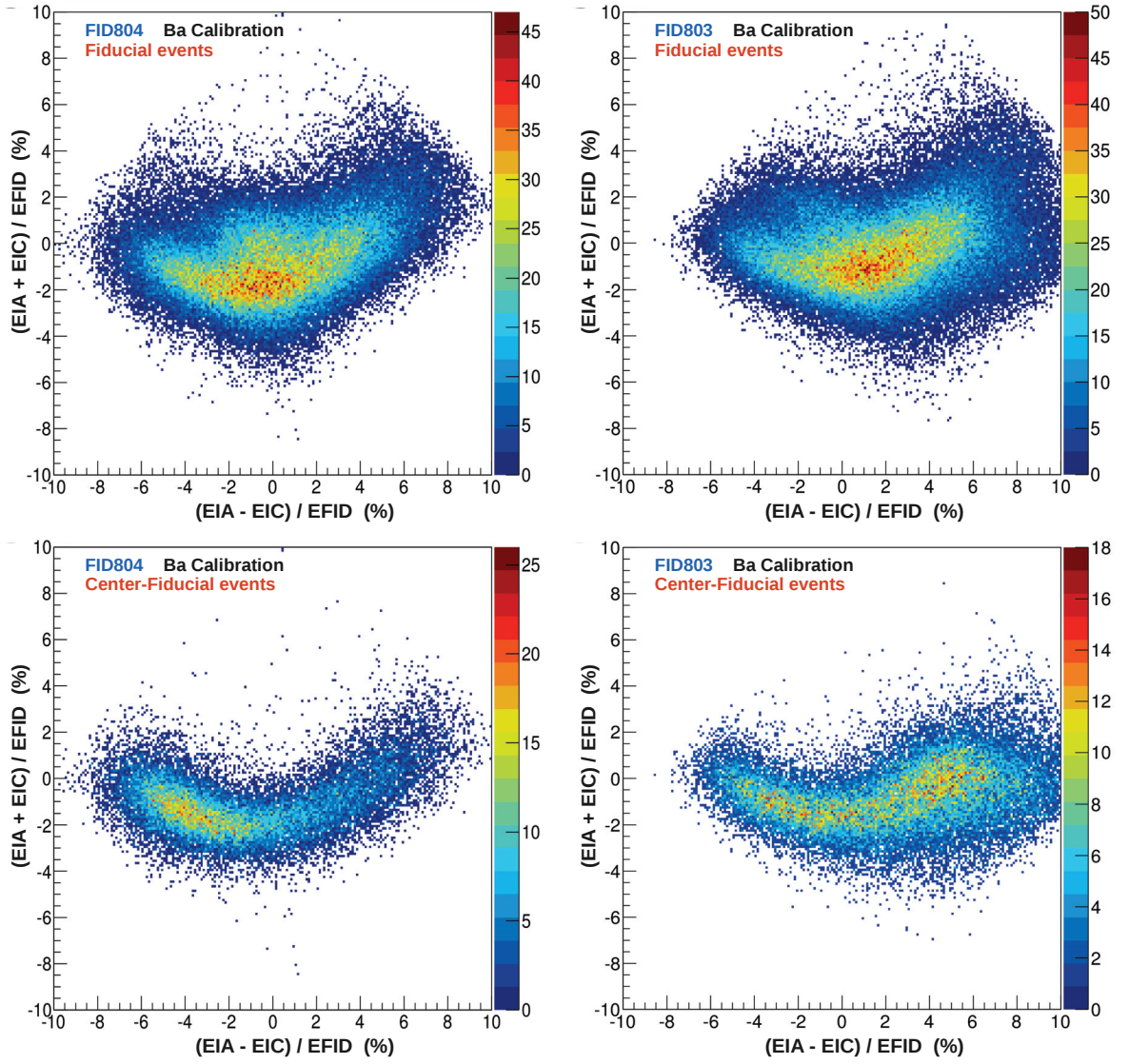


FIGURE 3.18: *Distribution des événements fiduciels dans le plan des corrélations inter-vétos pour les données  $^{133}\text{Ba}$ . Dans le sens de lecture : les événements représentés sur les deux premières figures sont fiduciels et respectivement mesurés par les détecteurs FID804 et FID803. Les événements visibles sur les deux figures suivantes sont les événements fiduciels spécifiquement de la région centrale pour ces mêmes détecteurs.*

de champ. Par ailleurs, les différentes interactions Compton d'un même événement "échantillonnent" différentes zones de champs.

On souhaite maintenant s'assurer de la dépendance de  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$  avec la profondeur du dépôt d'énergie  $Z$ . Nous allons tirer avantage du fait que, lors de la prise de données du Run13, le détecteur FID802, situé juste au-dessus du détecteur FID803, avait été équipé d'une source intense de  $\beta$  de haute énergie ( $^{210}\text{Bi}$ ). Les  $\beta$  ayant une faible longueur de pénétration ne peuvent parvenir jusqu'aux détecteurs voisins car ils sont stoppés dans le cuivre. Toutefois, ils sont à l'origine de la production de  $\gamma$  de haute énergie par rayonnement de freinage, qui disposent d'une longueur de pénétration suffisante pour parvenir jusque dans le volume fiduciel des détecteurs voisins. Le détecteur FID802 était localisé juste au-dessus du détecteur FID803 et constituait ainsi pour ce dernier une source importante d'événements localisés proche de la surface supérieure. On montre, en figure 3.19, la distribution des événements fiduciels de la région centrale, toujours pour les détecteurs FID804 à gauche et FID803 à droite, mais cette fois-ci en l'absence de la source de calibration Ba.

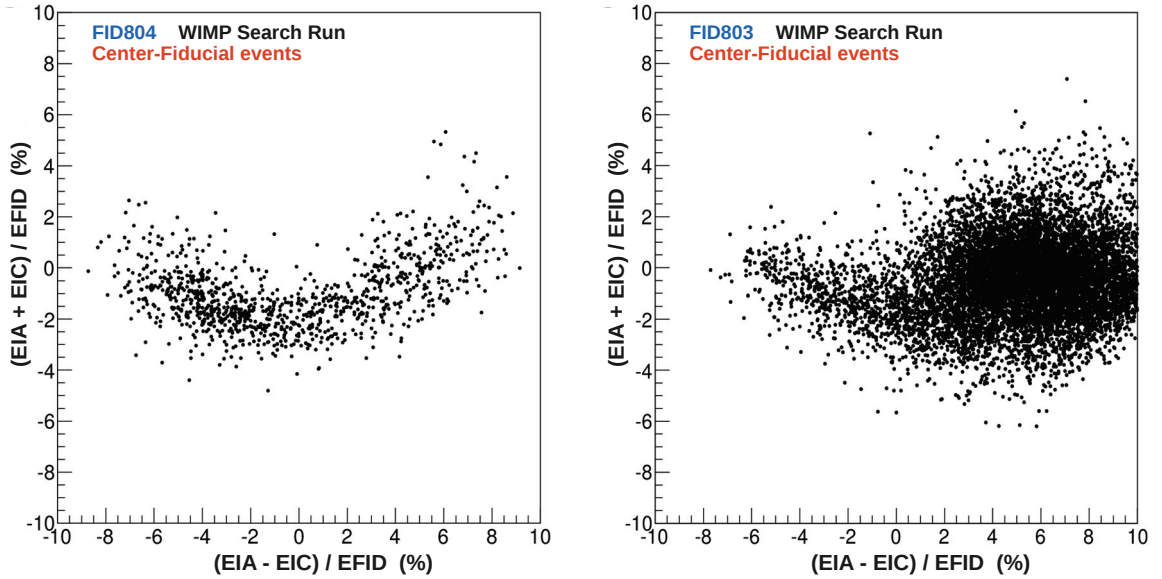


FIGURE 3.19: *Distribution des événements fiduciels dans le plan des corrélations inter-vétos pour les données de recherche de WIMPs. Seuls les événements fiduciels de la région centrale sont représentés respectivement pour les détecteurs FID804 à gauche et FID803 à droite.*

On observe que, pour le détecteur FID804, les événements sont sensiblement uniformément distribués selon  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$  n'indiquant pas de localisation en  $Z$  privilégiée. Pour le détecteur FID803 cependant, on observe que la majorité des événements semblent être associés à des valeurs importantes de  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$  soit des valeurs de  $Z$  élevées. Il apparaît bel et bien que l'utilisation des signaux vétos de manière soustractive offre une information sur la profondeur du dépôt d'énergie.

Par la suite, l'étude se restreindra à des données plus récentes (Run305 et Run308) pour lesquelles il n'est pas possible d'effectuer de sélection fiducielle spécifique de la région centrale ou périphérique. En effet, les performances des détecteurs ayant été jugées, à l'époque, similaires dans tout le volume fiduciel, l'utilisation de quatre voies ionisation plutôt que six paraissait suffisante et préférable en terme de résolutions lignes de base.

### 3.4.2 Informations sur le piégeage de charges

Nous avons vu précédemment que nous étions en mesure de retrouver les longueurs de piégeage moyennes incluses dans la simulation à partir de l'ajustement de la distribution des événements dans le plan des corrélations inter-vétos. Il n'est cependant pas possible d'appliquer la méthode en question aux données, même sur les anciens détecteurs FIDs qui permettent la sélection des événements fiduciels centraux. En effet, durant la procédure d'étalonnage (cf. section 4.2.2), la correction du cross-talk résulte en une énergie moyenne nulle lue par les électrodes vétos. La conséquence directe est que la distribution des événements dans le plan  $((E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}, (E_{ia} + E_{ic})/E_{FID})$  est approximativement centrée en  $(0,0)$  et ce, indépendamment du piégeage. Il est donc impossible d'utiliser les équations du modèle analytique pour extraire les longueurs de piégeage individuelles des électrons et des trous. Pour autant, la courbure et la dispersion de la distribution restent fortement liées au piégeage de charges. Pour le vérifier, on propose de voir l'impact de l'application de plus hautes tensions sur la distribution des événements fiduciels.

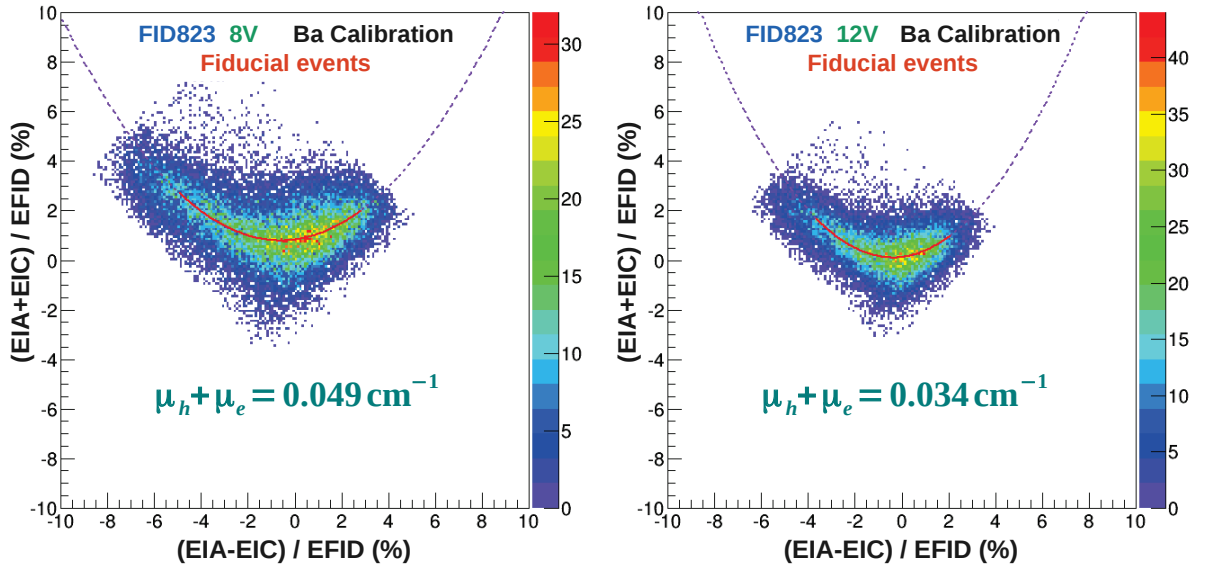


FIGURE 3.20: Influence des tensions appliquées sur la distribution des événements fiduciels dans le plan des corrélations inter-vétos. Les figures de gauche et de droite correspondent aux données du détecteur FID823 à 8 V et 12 V. Sur chacune d'elles, la courbe en traits pointillés correspond à un polynôme d'ordre 2 ajusté à la distribution des événements sur l'intervalle en  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$  indiqué par la courbe en trait plein. La valeur de l'indicateur  $\mu_e + \mu_h$  est déduite de cet ajustement (voir texte).



On peut voir en figure 3.20 comment se distribuent les événements à 8V et 12V (soit pour une valeur de champ électrique dans le volume fiduciel central 50% plus élevée : 0.9375 V/cm). La distribution est ajustée pour les deux jeux de tensions via un polynôme d'ordre 2 que l'on note pour l'explication  $y(Z) = aZ^2 + bZ + c$  où  $Z = (E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$ . On peut réécrire cette expression comme  $y(Z) = a(Z - Z_0)^2 + y_0$  où  $(Z_0, y_0)$  est la position absolue de la distribution parabolique. Sous cette seconde forme, on comprend mieux que seule la courbure de la distribution  $a$  contient une information sur le piégeage de charges étant donné que la position absolue est entièrement déterminée par la correction du cross-talk. L'équation 3.19 du modèle analytique développé au premier ordre nous indique que la courbure est reliée à  $\mu_e + \mu_h$  par la relation simple suivante :  $a = 2/(L(\mu_e + \mu_h))$ . Les valeurs obtenues par ajustement des distributions observées à 8V et 12V sont indiquées en vert sur les figures. On constate bel et bien une forte diminution du piégeage avec l'augmentation de l'intensité du champ électrique. Cette étude a été réalisée pour plusieurs détecteurs (voir figure 3.21) confirmant la tendance générale attendue de la diminution du piégeage avec l'intensité du champ.

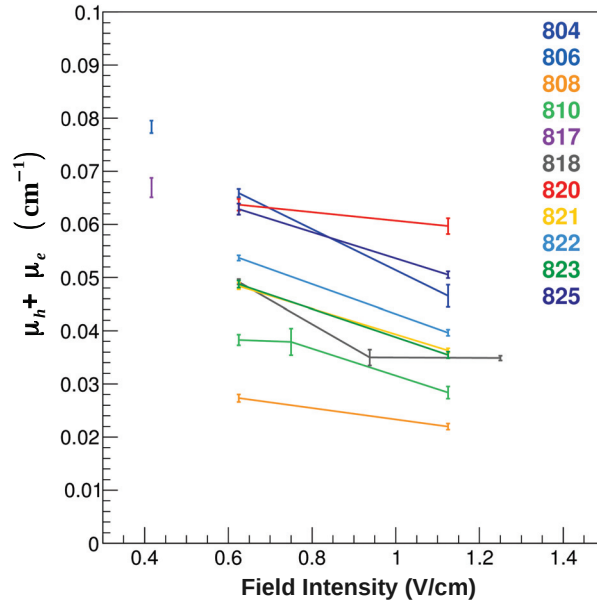


FIGURE 3.21: Mise en évidence de l'influence de la tension sur le piégeage de charges à partir d'une série de mesures de  $\mu_e + \mu_h$  effectuées sur 11 détecteurs lors du Run305. Les valeurs de l'indicateur obtenues pour chaque détecteur sont indiquées avec leurs barres d'erreurs et linéairement interpolées lorsque l'on dispose de mesures à diverses tensions.

Cette diminution est cependant comparable à la dispersion des valeurs de  $\mu_e + \mu_h$  d'un détecteur à l'autre. On insiste sur le fait qu'il ne faut pas considérer ces valeurs comme des mesures mais simplement comme des indicateurs de l'intensité du piégeage de charges dans le cristal. Ce type d'indicateur est particulièrement utile car une mauvaise résolution des pics à 356 keV n'est pas automatiquement imputable à un problème de collecte de charges. En effet, des simulations Monte-Carlo ont montré que le rapport de la hauteur des pics vis-à-vis

de la hauteur du plateau Compton pouvait varier d'un ordre de grandeur d'un détecteur à l'autre du simple fait de leur positionnement différent vis-à-vis de la source  $^{133}\text{Ba}$ . Nous avons également montré que la forme du pic, dépendant énormément des conditions de piégeage, est difficile à interpréter une fois convoluée avec la résolution expérimentale. Grâce à l'étude des corrélations inter-vétos et à l'indicateur  $\mu_e + \mu_h$ , il a été possible d'identifier l'origine de la mauvaise discrimination des reculs électroniques du détecteur FID826 durant le Run308 et ce, bien avant l'étalonnage final des voies ionisation de ce détecteur.

On voit sur la figure 3.22 de gauche que dans les conditions de polarisation standard (8V), le piégeage de charges engendre une large dispersion en  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$  et une courbure peu marquée de la distribution qui se traduit par une valeur élevée de l'indicateur  $\mu_e + \mu_h = (0.104 \pm 0.015) \text{ cm}^{-1}$ .

Pour tenter de remédier à ce problème de collecte, nous avons décidé d'opérer à plus haute tension avec ce détecteur (16V). Cela s'est traduit par un piégeage de charges moins conséquent ( $\mu_e + \mu_h = (0.071 \pm 0.002) \text{ cm}^{-1}$ ) mais toujours supérieur à l'ensemble des détecteurs fonctionnant pourtant également à 8 V. La discrimination des reculs électroniques s'est vue améliorée mais de manière insuffisante pour une recherche de WIMPs standard.

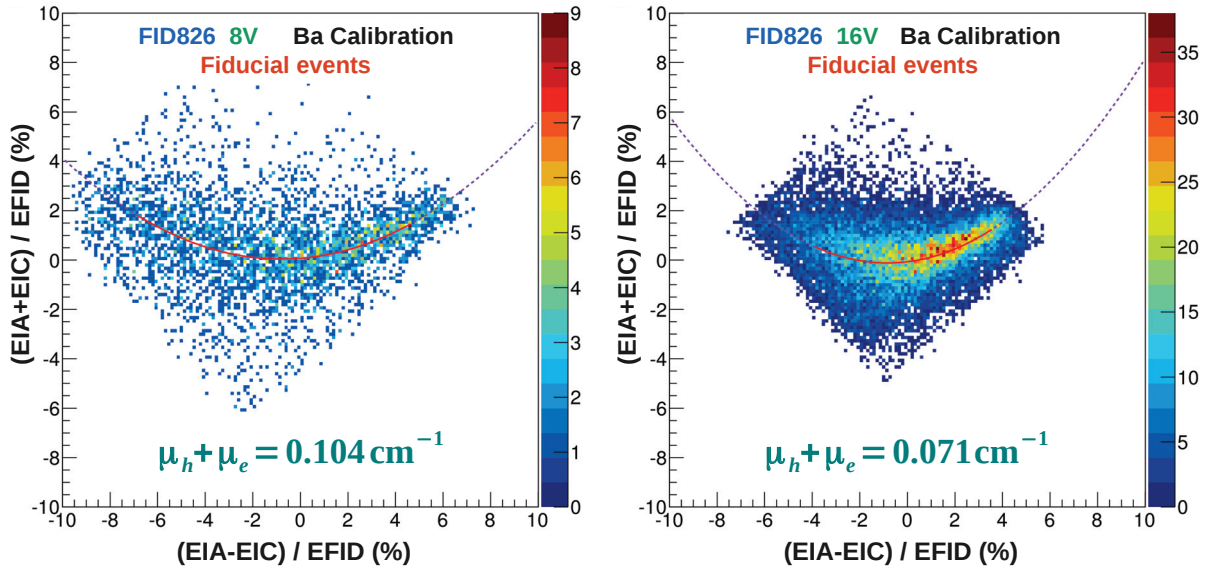


FIGURE 3.22: Influence des tensions appliquées sur la distribution des événements fiduciels dans le plan des corrélations inter-vétos. Les figures de gauche et de droite correspondent aux données du détecteur FID826 à 8 V et 16 V. Sur chacune d'elles, la courbe en traits pointillés correspond à un polynôme d'ordre 2 ajusté à la distribution des événements sur l'intervalle en  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$  indiqué par la courbe en trait plein. La valeur de l'indicateur  $\mu_e + \mu_h$  est déduite de cet ajustement (voir texte).



### 3.4.3 Correction en énergie

Malgré d'excellentes résolutions lignes de base associées aux voies chaleur ( $\sim 500$  eV) et aux voies ionisation individuelles ( $\sim 700$  eV), les résolutions mesurées à 356 keV sont davantage de l'ordre de la dizaine de keV sur les différentes voies. L'origine de cette dégradation de la résolution avec l'énergie déposée n'avait pas véritablement, jusqu'à présent, été établie. Le modèle analytique et la simulation numérique indiquent tous deux que les énergies en ionisation et chaleur devraient dépendre de la profondeur du dépôt d'énergie. Nous avons également vu que l'on disposait d'un estimateur de cette dernière via l'utilisation des signaux induits sur les électrodes vétos. Nous allons voir, dans cette section, que cette dépendance se vérifie dans les données et permet d'expliquer en grande partie la dégradation des résolutions avec l'énergie déposée. Nous verrons également comment utiliser l'information contenue dans les signaux des électrodes vétos pour corriger en partie les effets nocifs du piégeage sur la mesure en énergie.

#### 3.4.3.1 Energie Ionisation

On s'intéresse, dans un premier temps, à l'étude des voies ionisation (B et D) chargées de la collecte pour les événements fiduciels. Rappelons que le modèle analytique stipule une dépendance quasi linéaire de la profondeur du dépôt avec  $(E_{ia} - E_{ic})/E_r$  pour des événements de quenching unité. On prendra par la suite  $E_{id}$  comme estimateur de  $E_r$  car il s'agit de celui qui offre la meilleure résolution. Toutefois, les résultats qui vont être présentés seraient inchangés par l'utilisation d'un autre estimateur tel que  $E_{FID}$  ou  $E_{ib}$ . On observe, en figure 3.23, sur les graphiques du haut, une forte dépendance des énergies  $E_{ib}$  et  $E_{id}$  avec la profondeur du dépôt d'énergie. Cette dépendance est clairement visible via la corrélation de l'énergie de la raie à 356 keV avec  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{id}$ . On constate que cette dépendance est d'autant plus importante pour l'anode fiducielle B (qui collecte les électrons). Il ne s'agit pas d'un effet spécifique au détecteur FID845, mais d'un effet observé sur l'ensemble des détecteurs, et souvent même davantage marqué. Cette constatation met en évidence un piégeage de charges plus important pour les électrons que pour les trous dans l'ensemble des détecteurs étudiés et explique le fait que la résolution de la cathode D ( $\sim 10$  keV) soit systématiquement meilleure que celle de l'anode B (plusieurs dizaines de keV, très variable d'un détecteur à l'autre).

Cette dépendance étant vérifiée, nous allons voir que nous sommes en mesure d'effectuer une correction de la mesure en énergie de manière extrêmement simple via l'utilisation des signaux lus par les électrodes vétos. Pour la description de la méthode employée pour cette correction, on se référera aux graphiques de gauche de la figure 3.23 qui synthétisent la procédure de la correction en énergie de la voie B (les graphiques de droite référant à la correction en énergie de la voie D via la même méthode).

On subdivise, dans un premier temps, les données selon différentes plages de valeurs en  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{id}$ , ici 9 plages de valeurs comprises dans l'intervalle  $[-0.05, 0.03]$ . Pour chacun de ces jeux de données correspondant à des profondeurs de dépôts différentes, on détermine la position du pic à 356 keV. On procède ensuite à un ajustement de la fonction  $f(Z)$  (cf. éq. 3.33) où  $Z = (E_{ia} - E_{ic})/E_{id}$  de manière à décrire le mieux expérimentalement la

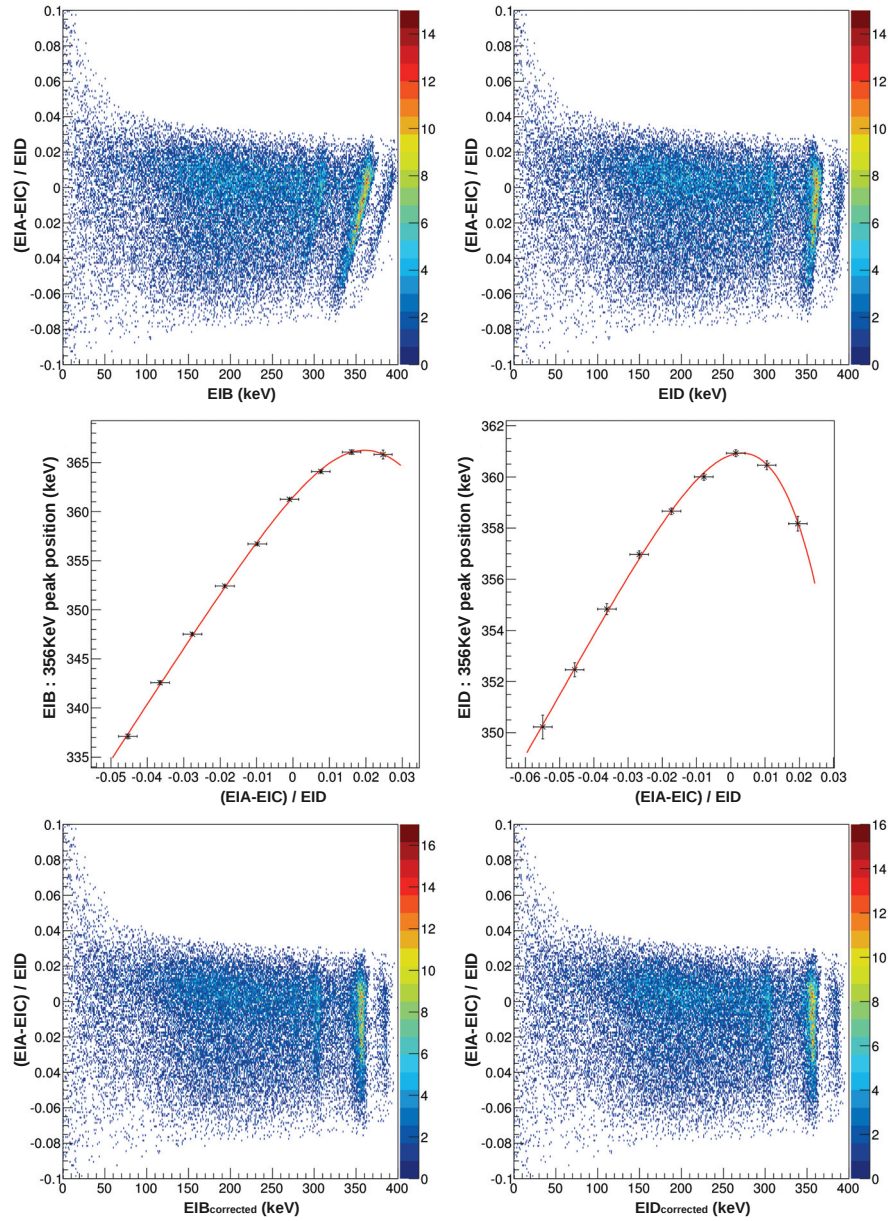


FIGURE 3.23: Principe de la correction de la mesure en énergie des voies individuelles. Les graphiques de gauche (resp. de droite) se réfèrent à la correction apportée à la voie B (resp. la voie D). Les graphiques du haut montrent la corrélation qui existe entre l'énergie mesurée et la profondeur du dépôt via l'estimateur de  $Z$  dans les données :  $(Eia-Eic)/Eid$ . Les graphiques du bas montrent comment cette dépendance est supprimée via l'application de la correction en énergie. Les graphiques du milieu montrent la dépendance de la position du pic à 356 keV avec  $Z$  et l'ajustement de la fonction  $f(Z)$  qui est utilisée pour la correction en énergie.

dépendance de la position du pic avec la profondeur du dépôt d'énergie. Il n'y a pas de justification théorique particulière à l'emploi préférentiel de cette fonction plutôt qu'une autre. Il s'agit de celle, parmi les nombreuses testées, qui présentait empiriquement les meilleurs résultats. En effet, bien que la dépendance en  $Z$  soit très variable d'un détecteur et d'une voie à l'autre, celle-ci tend à suivre deux dépendances linéaires pour les valeurs extrêmes de  $Z$  démarquées par une transition sensiblement indépendante de  $Z$ . Ce type de comportement est bien décrit par la fonction  $f(Z)$  définie par :

$$f(Z) = p_0 + p_1 Z + \frac{p_4 + p_5 Z - (p_0 + p_1 Z)}{1 + \exp\left(\frac{p_2 - Z}{p_3}\right)} \quad (3.33)$$

Enfin, la correction en énergie est simplement effectuée via l'application d'un gain correctif à la voie étudiée de la manière suivante :

$$\text{Eib}_{\text{corrigé}} = \frac{356}{f(Z)} \times \text{Eib} \quad (3.34)$$

Les deux graphiques du bas montrent qu'après correction, les énergies en ionisation Eib et Eid ne présentent plus de dépendance en  $Z$  avec une raie bien centrée à 356 keV indépendamment de la profondeur du dépôt d'énergie. L'amélioration des résolutions à haute énergie apportée par ce type de correction est assez remarquable, particulièrement pour l'anode B qui est la plus impactée par le piégeage de charges. On peut voir, sur la figure 3.24, le spectre en énergie avant et après correction. On observe que la correction pour le détecteur FID845 permet de passer de 20 keV (FWHM) de résolution à 356 keV à environ 9 keV de résolution soit une amélioration de l'ordre de 50%. Bien que moins impressionnante pour la voie D, cette correction permet tout de même d'améliorer d'environ 20% la résolution. On note également qu'après correction, les résolutions en énergie des voies B et D sont identiques.

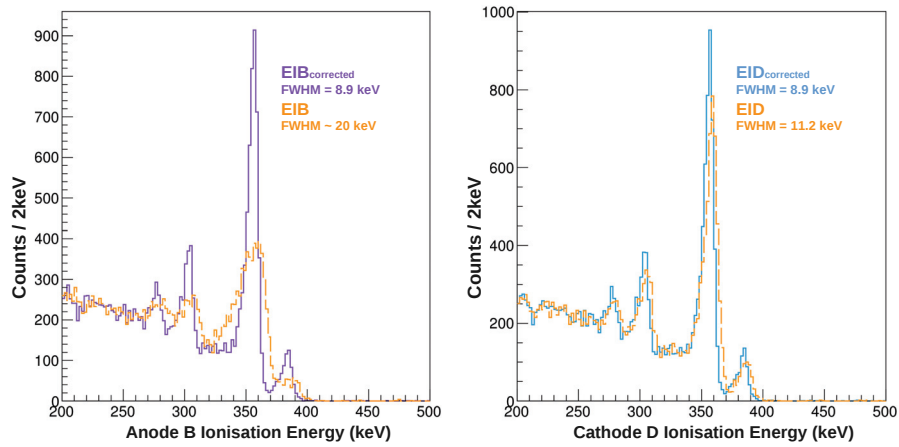


FIGURE 3.24: Distributions en énergie des voies individuelles B et D avant et après correction de la mesure. Les spectres avant correction sont représentés en orange. Le spectre après correction de la voie ionisation B (resp. D) est représenté en violet (resp. bleu clair).

Notons toutefois que cette correction n'est pas viable à basse énergie. En effet, celle-ci est basée sur le fait que  $Z = (E_{ia} - E_{ic})/E_{id}$  est un estimateur de la profondeur du dépôt d'énergie. A basse énergie, la valeur de  $Z$  tend à devenir aléatoire car elle est davantage déterminée par le bruit de l'électronique que par les signaux induits par le piégeage de charges. Cet effet est visible en figure 3.25 où on observe bien qu'en dessous de  $\sim 50$  keV,  $Z$  tend rapidement à diverger. C'est pourquoi on détermine  $Z_{min}$  (resp.  $Z_{max}$ ) tel que si  $Z < Z_{min}$  (resp.  $Z > Z_{max}$ ), alors  $f(Z) = f(Z_{min})$  (resp.  $f(Z) = f(Z_{max})$ ). De cette manière, les événements de basse énergie à haute valeur de  $|Z|$  qui auraient subi une forte correction injustifiée se voient simplement subir une faible correction. Il s'agit là d'une méthode visant davantage à ne pas dégrader la résolution à basse énergie plutôt qu'à l'améliorer. La correction est de toute évidence dédiée à des énergies supérieures à une cinquantaine de keV.

Si la correction était appliquée exclusivement aux événements fiduciels de la région centrale, nous aurions à ce stade épuisé l'ensemble de l'information utile contenue dans les signaux véto pour ce type d'application. Toutefois, on cherche ici à corriger la mesure en énergie pour l'ensemble des événements fiduciels. Nous avons vu, en figure 3.18, que pour une valeur de  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{id}$  donnée, on constatait une dispersion en  $(E_{ia} + E_{ic})/E_{id}$ . Bien qu'il n'y ait pas une simple relation de dépendance de  $(E_{ia} + E_{ic})/E_{id}$  avec la position en  $R$  dans le détecteur, on s'attend à ce que des événements monoénergétiques de même valeur de  $Z = (E_{ia} - E_{ic})/E_{id}$  mais de valeur différente en  $(E_{ia} + E_{ic})/E_{id}$  ne donnent pas lieu à la même mesure en énergie. Nous allons voir qu'il est ainsi possible d'améliorer encore davantage la précision de la mesure via l'utilisation du restant d'information sur le piégeage contenu dans  $(E_{ia} + E_{ic})/E_{id}$  qui est la variable orthogonale à  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{id}$ .

On se propose de détailler la procédure de cette seconde correction en s'appuyant sur les graphiques de la figure 3.25. qui décrivent les différentes étapes de la méthode appliquée ici à la cathode fiducielle D. Comme précédemment, on subdivise les données en différentes plages de valeurs en  $Z$ . Pour chaque sous-jeu de données, on cherche la proportion  $\alpha$  de signal en  $(E_{ia} + E_{ic})/E_{id}$  qui additionnée à l'énergie  $E_{id}$  donne lieu à la meilleure résolution du pic à 356 keV. Le graphique en haut à gauche de la figure montre par exemple que pour le sous-jeu de données correspondant à  $-3, 3 \cdot 10^{-3} < Z < 6, 1 \cdot 10^{-3}$ ,  $E_{id} - 0.9 \times (E_{ia} + E_{ic})/E_{id} \times E_{id}$  permet d'obtenir une résolution de 7 keV là où la simple utilisation de l'estimateur  $E_{id}$  donnerait lieu à une résolution de 9.5 keV. En procédant ainsi pour l'ensemble des  $j$  plages en  $Z$ , on obtient un jeu de valeurs  $(\alpha_j, Z_j)$  que l'on ajuste via un polynôme  $g_\alpha(Z)$  d'ordre 2 tel qu'indiqué sur le graphique en haut à droite. On dispose, à ce stade, d'une variable temporaire  $\text{tempEid}$ , définie telle que :

$$\text{tempEid} = E_{id} + g_\alpha(Z)E_{id} \quad (3.35)$$

Cet estimateur présente ainsi pour une valeur quelconque de  $Z$  donnée une meilleure résolution que le simple estimateur  $E_{id}$ . Toutefois, la résolution se retrouve dégradée d'une manière générale pour le jeu de données dans son ensemble, car la largeur du pic est optimisée sans préserver sa position moyenne à 356 keV.

On applique alors le même type de procédure que pour la première correction décrite. On détermine la position des pics à 356 keV de l'estimateur  $\text{tempEid}$  pour les différentes

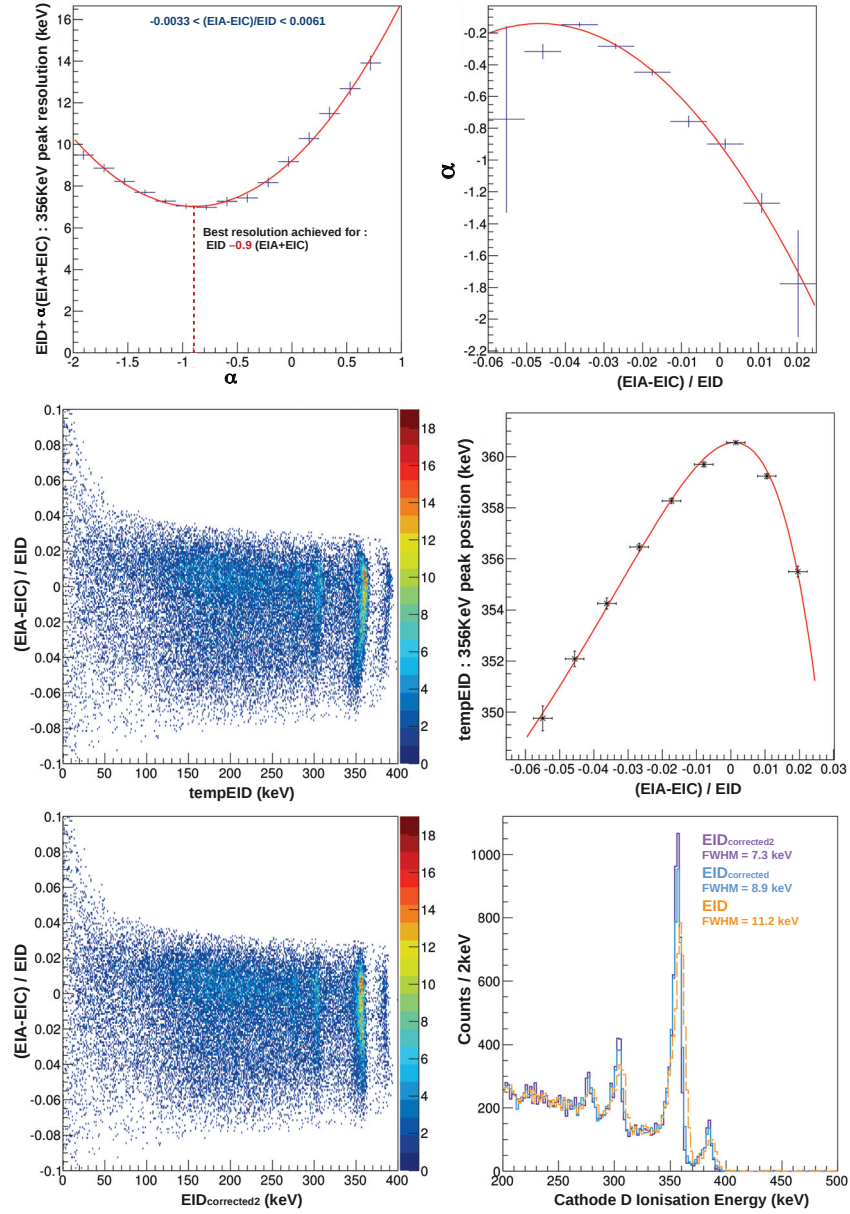


FIGURE 3.25: Principe de la correction de la mesure en énergie utilisant l'intégralité de l'information contenue dans les signaux vétos. La méthode est ici appliquée à la voie D. Voir texte pour les explications détaillées.



plages de  $Z$  et on procède à un ajustement de leur distribution via la fonction  $f(Z)$  (eq 3.33). L'énergie corrigée via cette nouvelle procédure est alors donnée par :

$$E_{id\_corrected2} = \frac{356}{f(Z)} \times \text{temp}E_{id} \quad (3.36)$$

On peut voir, sur les deux graphiques du bas, à la fois que ce nouvel estimateur de l'énergie ne présente plus de dépendance en  $Z$  et qu'il permet de passer d'une résolution de 11.2 keV à non pas 8.9 keV mais 7.3 keV (soit  $\sim 35\%$  d'amélioration). L'application de cette nouvelle correction à l'anode fiducielle B permet également d'obtenir une meilleure résolution et de passer ainsi de  $\sim 20$  keV à 7.1 keV (soit  $\sim 65\%$  d'amélioration).

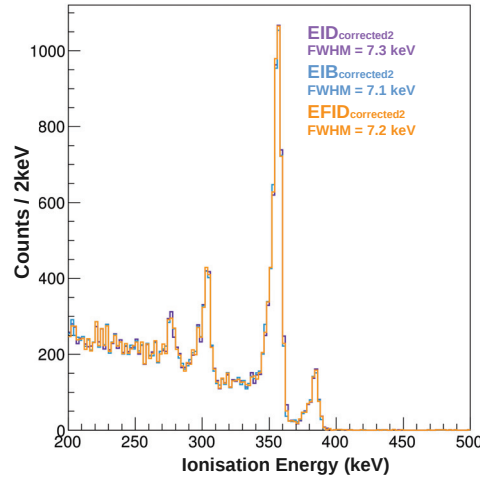


FIGURE 3.26: Spectres en énergies corrigées en exploitant l'intégralité de l'information contenue dans les signaux vétos. Les distributions des voies B et D corrigées sont respectivement représentées en bleu clair et violet. La distribution obtenue via la moyenne des deux distributions individuelles est représentée en orange. Les trois spectres sont à ce point identiques qu'il est presque impossible de les distinguer.

Lors de l'analyse des données pour la recherche de WIMPs, l'estimateur  $E_{FID} = 0.5(E_{ib} + E_{id})$  a toujours été privilégié car les signaux des deux voies individuelles sont sommés tandis que le bruit de l'électronique est additionné de manière quadratique (en l'absence de bruit corrélé entre les deux voies). Cet estimateur permet ainsi de gagner généralement un facteur  $\sim \sqrt{2}$  en résolution ligne de base. On est tenté de définir  $E_{FID\_corrected2} = 0.5(E_{ib\_corrected2} + E_{id\_corrected2})$  pour voir le gain potentiel en résolution associé à ce nouvel estimateur à haute énergie. Pour cela, on représente en figure 3.26 les spectres en énergies corrigées des voies individuelles ainsi que de la moyenne des deux :  $E_{FID\_corrected2}$ . On constate que les résolutions obtenues sont toutes quasi strictement identiques. Il s'agit là d'un effet dû à la conservation de la charge. Comme nous l'avons évoqué au début de ce chapitre, les 4 mesures en ionisation étant reliées par la relation de conservation de la charge, on dispose de seulement 3 mesures

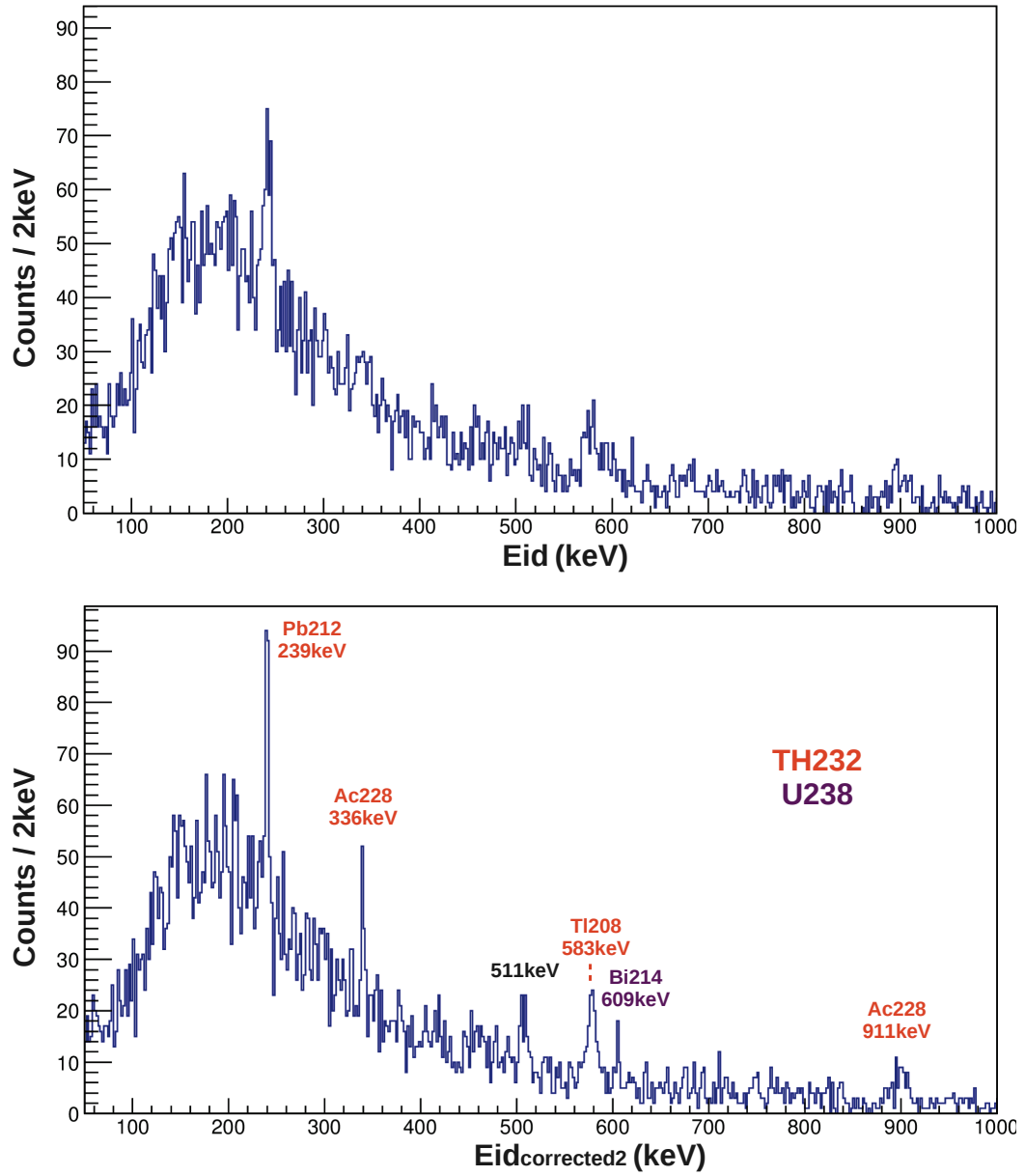


FIGURE 3.27: Spectres en énergie de la cathode fiducielle D avant et après correction, obtenus avec les données du Run308 de recherche de WIMPs. Les pics clairement identifiés sont indiqués sur la figure du bas.



indépendantes. L'énergie corrigée étant une combinaison d'une voie fiducielle et de deux voies vétos, l'intégralité de l'information est contenue dans cet estimateur. Il n'y a donc pas à proprement parler deux mesures de l'énergie corrigée individuelles mais simplement une mesure de l'énergie corrigée qui peut être obtenue indifféremment via l'application de la correction à la voie B ou D.

La correction de la mesure n'améliore véritablement la résolution qu'à relativement haute énergie. Il est difficile de donner une valeur précise de l'énergie à partir de laquelle cette correction offre un gain notable car sa détermination nécessite des pics visibles pour lesquels comparer les résolutions avant et après correction. On note que la correction tend davantage à dégrader légèrement la résolution des pics cosmogéniques aux alentours de 10 keV tandis que le pic caractéristique du  $^{212}\text{Pb}$  à 239 keV est clairement plus visible après application de la correction comme il est possible de le voir sur la figure 3.27. On visualise, sur cette dernière, les spectres en énergie de la cathode fiducielle D avant et après correction pour les données de recherche de WIMPs. On constate que les pics caractéristiques des éléments de la chaîne de l' $^{238}\text{U}$  et du  $^{232}\text{Th}$  sont bien plus visibles, à tel point qu'en l'absence de correction, il était impossible d'affirmer la présence d'un pic à 336 keV caractéristique de l' $^{228}\text{Ac}$ . Cette amélioration visible de la résolution à de hautes énergies confirme également que la procédure de correction conserve bien la linéarité de la mesure.

### 3.4.3.2 Energie Chaleur

La voie chaleur se trouve également impactée par le piégeage de charges avec une dispersion en énergie clairement corrélée à la profondeur du dépôt d'énergie comme il est possible de le voir sur la figure 3.28 de gauche. Cette dépendance similaire en  $Z$  nous permet d'appliquer les mêmes procédures de correction de l'énergie que celles précédemment décrites pour la voie ionisation. La figure de droite montre en effet qu'après application de la seconde correction utilisant l'intégralité de l'information contenue dans les signaux vétos, la raie à 356 keV se retrouve parfaitement centrée indépendamment de  $Z$ .

La figure 3.29 montre que l'application de cette seconde correction, ou de la première qui n'utilise que l'information contenue dans  $(E_{\text{ia}}-E_{\text{ic}})/E_{\text{id}}$ , sont sensiblement équivalentes. Elles permettent globalement une amélioration de la résolution de l'ordre de 30%.

Disposant des énergies corrigées à la fois en ionisation et chaleur, on s'intéresse à l'impact de ces corrections sur le rapport ionisation/chaleur. On peut voir, sur la figure 3.30, la dépendance en  $Z=(E_{\text{ia}}-E_{\text{ic}})/E_{\text{id}}$  de ce rapport pour différents estimateurs de la mesure de l'ionisation et de la chaleur. Les événements sélectionnés sont des  $\gamma$  d'énergie supérieure à 100 keV en ionisation. On peut voir, via les deux graphiques du haut, que la dépendance en  $Z$  du rapport est beaucoup plus marquée lorsque l'anode B (qui collecte les électrons) est utilisée pour la mesure de l'ionisation que lorsque la cathode D (qui collecte les trous) est employée. On note que cet effet n'était prédit ni dans le modèle analytique, ni dans la simulation numérique. On constate toutefois que l'estimateur  $E_{\text{FID}}$  utilisé dans le cadre de recherche de WIMPs présente, comme attendu, une dépendance peu marquée en  $Z$ . Le piégeage de charges présente certes une influence sur les mesures en énergies des voies chaleur

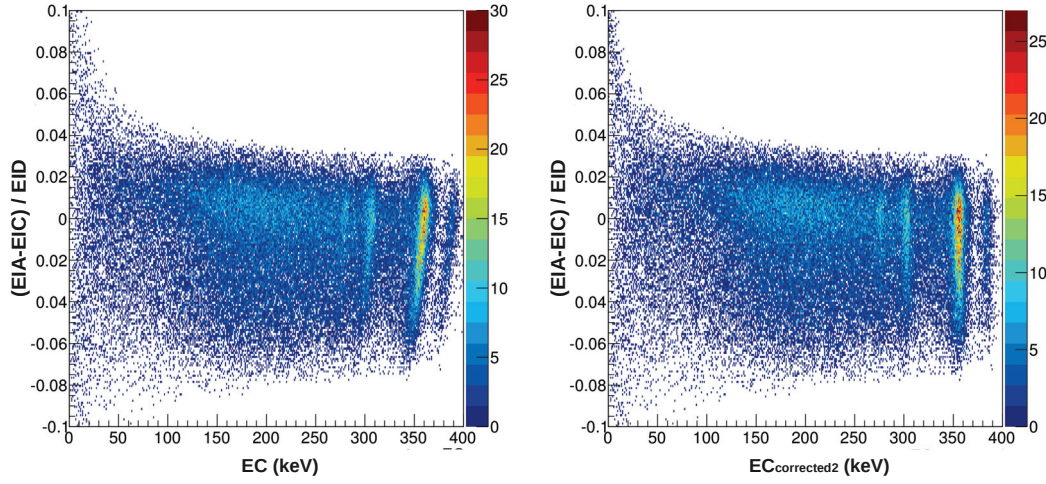


FIGURE 3.28: Dépendance de l'énergie chaleur à la profondeur du dépôt d'énergie (telle qu'estimée par  $(E_{ia}-E_{ic})/E_{id}$ ) avant et après correction. (voir texte pour les détails techniques)

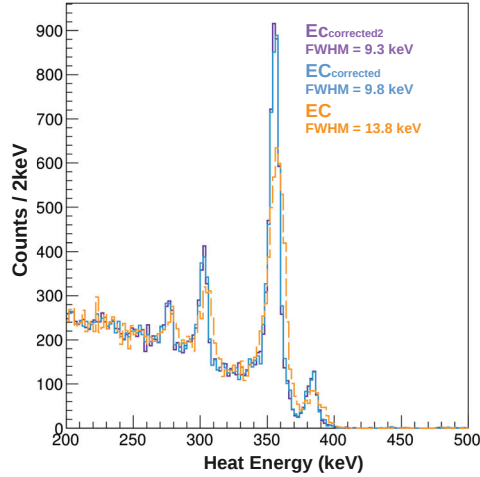


FIGURE 3.29: Spectres en énergies chaleur avant et après correction via les deux méthodes décrites dans le texte. La distribution en énergie de la voie chaleur avant correction est représentée par l'histogramme orange. Le spectre en énergie chaleur corrigé via la simple dépendance avec la profondeur du dépôt d'énergie est représenté par l'histogramme bleu. Celui obtenu par la correction utilisant l'intégralité de l'information contenue dans les signaux vétos est représenté par l'histogramme violet.

et ionisation mais les pertes en énergies sont corrélées sur les deux voies de telle manière que le rapport des deux s'en retrouve peu impacté. La conséquence directe est que le pouvoir de discrimination est moins impacté par le piégeage que le laissait suggérer la dégradation de la résolution des voies individuelles à haute énergie. Enfin, le dernier graphique de la figure 3.30 montre comment l'application des corrections à la fois en ionisation et chaleur permet de supprimer toute dépendance en  $Z$  du rapport ionisation/chaleur.

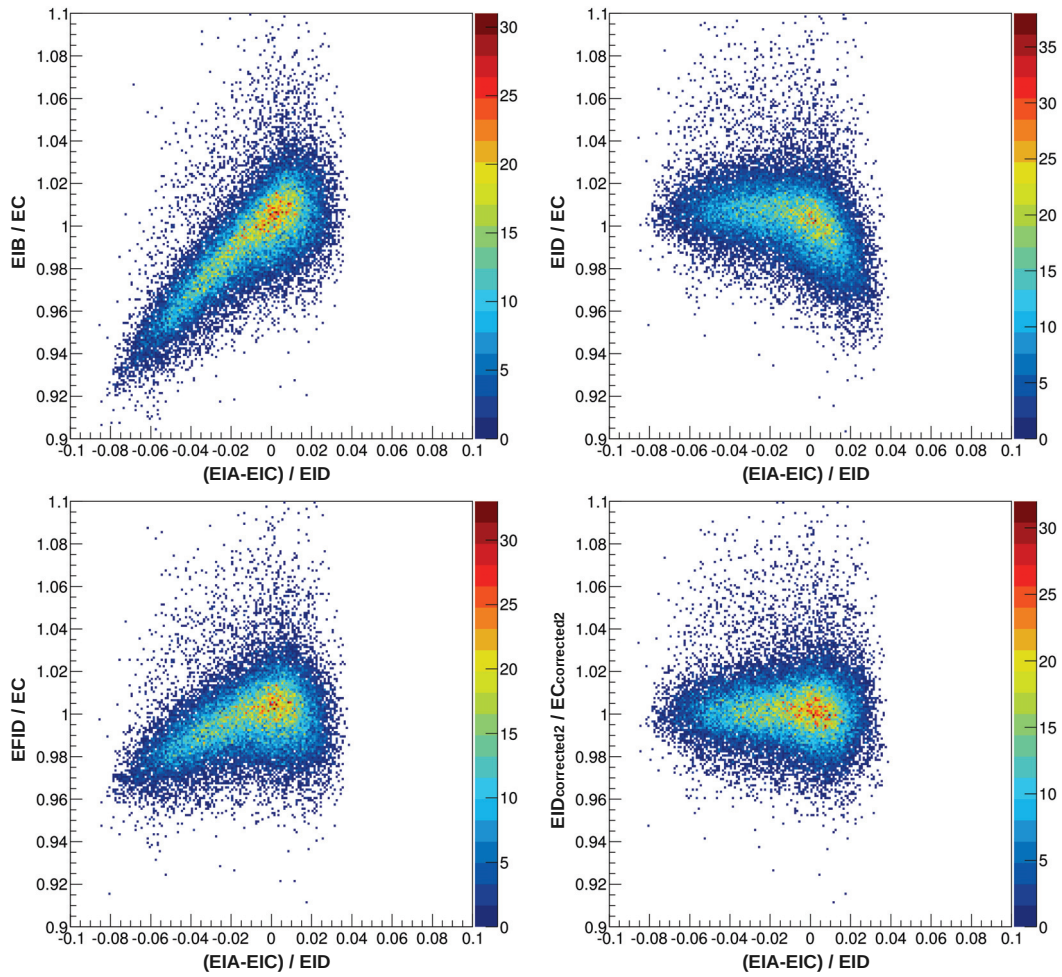


FIGURE 3.30: Dépendance à la profondeur du dépôt d'énergie (tel qu'estimé par  $(Eia-Eic)/Eid$ ) du rapport ionisation/chaleur des événements fiduciels pour différents estimateurs de l'énergie ionisation et chaleur. On observe que les corrections en énergie suppriment toute dépendance.

On peut ainsi, à partir de ces mesures corrigées, construire l'énergie de recul et le taux d'ionisation corrigés dont on montre l'effet sur la dispersion des événements dans la bande de recul électronique en figure 3.31 pour un run de calibration  $^{133}\text{Ba}$ . Pour bien montrer l'impact du piégeage de charges et l'amélioration apportée par les corrections, les données présentées sont celles du détecteur FID806 qui opérait lors du Run305 à faible tension (5.33

V). Cette amélioration visible montre clairement que la dispersion des événements dans la bande de recul électronique est fortement liée au piégeage de charges. On constate également qu'en dessous d'une cinquantaine de keV, la correction ne semble pas apporter de véritable amélioration, comme nous l'avons déjà évoqué.

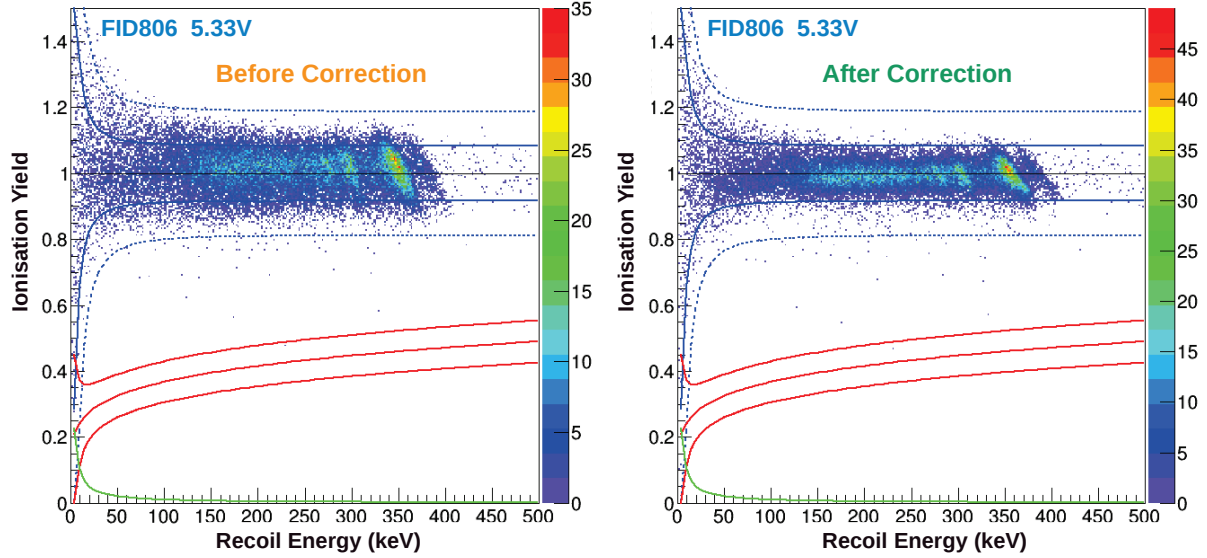


FIGURE 3.31: Impact des corrections en énergie sur la distribution du taux d'ionisation des événements fiduciels en fonction de l'énergie de recul. Les données  $^{133}\text{Ba}$  du détecteur FID806 opérant à faible tension (5.33 V) sont utilisées. On visualise, sur les figures de gauche et de droite, la distribution des événements avant et après correction. Pour la figure de droite, l'énergie de recul est déterminée à partir des énergies chaleur et ionisation, toutes deux corrigées. Le taux d'ionisation est quant à lui déterminé comme le rapport de l'énergie ionisation corrigée sur l'énergie de recul.

A voir les effets d'une telle correction, on ne peut qu'envisager de l'appliquer dans le cadre d'une recherche de WIMPs. Toutefois, l'analyse se restreint dans ce cadre à des énergies inférieures à 200 keV. Les neutrons et WIMPs, du fait de leur quenching, donnent lieu à une mesure de l'ionisation forcément inférieure à une cinquantaine de keV, sachant que la majorité du signal est attendue à des énergies inférieures à 100 keV, soit moins d'une trentaine de keV en ionisation. Nous avons déjà constaté que la correction ne présentait pas d'utilité particulière à ces énergies et évoqué le fait qu'elle tendait plutôt à dégrader la résolution aux alentours de 10 keV en ionisation. Il apparaît donc que les corrections précédemment décrites ne présentent d'application que pour la spectroscopie dans le cadre de l'analyse du fond  $\gamma$  de l'expérience et, plus précisément, à celui des  $\gamma$  fiduciels.

Par ailleurs, nous avons éludé jusqu'à présent un aspect important de la correction en énergie chaleur. Telle que présentée jusqu'à maintenant, celle-ci n'est valide que si les événements auxquels on applique la correction ont un quenching unité, ce qui est le cas dans le cadre de la spectroscopie  $\gamma$ . Toutefois, dans l'hypothèse on l'on souhaiterait effectuer une correction

valable à la fois pour les gammas et neutrons, il faut alors tenir compte du fait que le piégeage n'a d'influence que sur l'effet Luke, qui représente une contribution différente du signal chaleur selon le quenching et donc la nature du recul : électronique ou nucléaire. On propose de décrire ici, brièvement, la procédure qui permet d'effectuer une correction de l'énergie en chaleur valable pour tous types de reculs. On se restreindra, pour l'explication, à la première correction qui n'était jusqu'à présent qu'une fonction de  $Z$ . La méthode consiste, dans un premier temps, à déterminer la correction en énergie chaleur valable pour les gammas de la manière dont nous l'avons décrite précédemment. On dispose donc, à ce stade, d'un facteur de correction valable uniquement pour les événements de quenching unité via le rapport  $356/f(Z)$ . On cherche à déterminer le facteur de correction  $h(Z, Q)$  valable pour tout type de recul tel que  $E_{\text{Corrected}} = h(Z, Q) \times E_C$ . Pour ce faire, notons  $X$  la fraction d'effet Luke perdu suite au piégeage dont on déduit la relation simple suivante :

$$h(Z, Q) = \frac{E_{\text{Corrected}}}{E_C} = \frac{E_R \times (1 + Q \frac{V}{3})}{E_R \times (1 + Q \frac{V}{3}(1 - X))} \quad (3.37)$$

Etant donné que le facteur de correction a déjà été déterminé pour les  $\gamma$ , on dispose de la relation suivante :

$$h(Z, 1) = \frac{(1 + \frac{V}{3})}{(1 + \frac{V}{3}(1 - X))} = \frac{356}{f(Z)} \quad (3.38)$$

A partir des équations 3.37 et 3.38, on dérive directement l'expression de l'énergie en chaleur corrigée pour tout type de recul :

$$E_{\text{Corrected}} = \frac{1 + Q \frac{V}{3}}{1 + Q \left( \frac{f(Z)}{356} (1 + \frac{V}{3}) - 1 \right)} \times E_C \quad (3.39)$$

où  $Q$  est le rapport de l'énergie en ionisation fiducielle  $E_{\text{FID}}$  et de l'énergie de recul reconstruite via les énergies  $E_{\text{FID}}$  et  $E_C$ .

On peut voir, en figure 3.32, que l'utilisation de la correction via  $h(Z, Q)$  pour les  $\gamma$  de haute énergie offre les mêmes performances que la correction présupposant un quenching unité. Les dispersions ajoutées par l'utilisation de l'estimateur  $Q$  semblent être négligeables devant les dispersions engendrées par le piégeage de charges sur la voie chaleur. Malheureusement, on ne dispose pas de données permettant de vérifier l'amélioration de la résolution à haute énergie pour les neutrons car la source d'Am-Be utilisée pour l'étalonnage de la bande de recul nucléaire produit des neutrons principalement à des énergies inférieures à un centaine de keV en énergie de recul. Par ailleurs, contrairement aux  $\gamma$ , les neutrons ne présentent pas de pics caractéristiques à quelque énergie que ce soit. Dans ces conditions, on peut uniquement vérifier que la correction ne biaise pas le rapport ionisation/chaleur à faible énergie pour les neutrons et  $\gamma$  et qu'elle améliore la dispersion sur le rapport mesuré toujours à haute énergie.



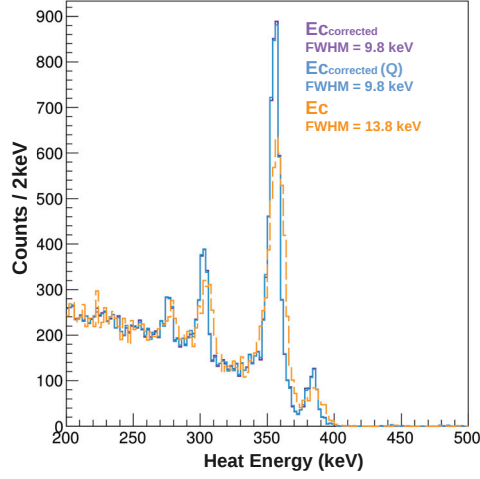


FIGURE 3.32: Spectres en énergies chaleur avant et après correction. La distribution en énergie de la voie chaleur avant correction est représentée par l'histogramme orange. Le spectre en énergie chaleur corrigé en supposant un taux d'ionisation  $Q = 1$  est représenté par l'histogramme bleu. Le spectre obtenu par la correction utilisant l'estimateur  $Q$  est représenté en violet. On observe que les deux spectres en énergies corrigées sont quasi identiques.

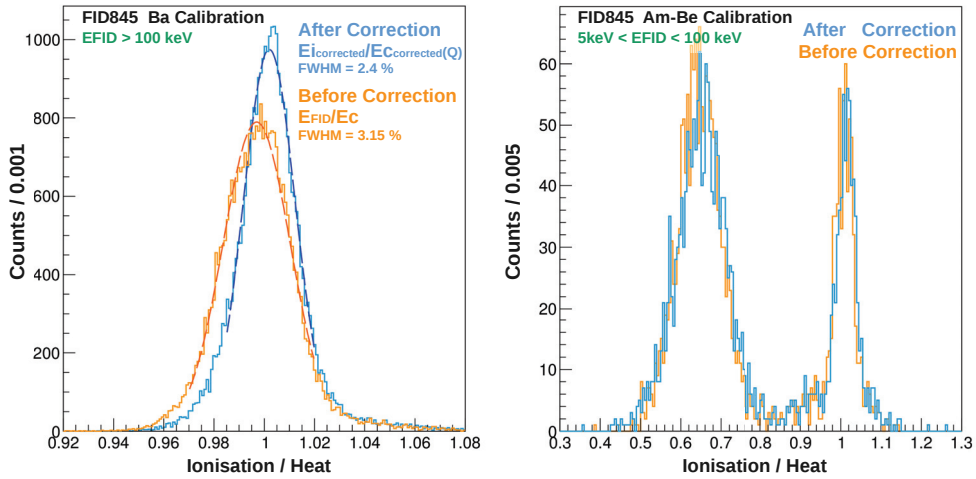


FIGURE 3.33: Influence des corrections en énergie sur le rapport ionisation/chaleur en fonction de l'énergie ionisation des événements. On visualise sur les figures de gauche et de droite le rapport ionisation/chaleur des événements fiduciels avant et après corrections. Ils sont respectivement représentés par les histogrammes orange et bleus. Les événements sur la figure de gauche sont des  $\gamma$  fiduciels d'énergie supérieure à 100 keV pour lesquels la dispersion sur le rapport est améliorée. Les événements de la figure de droite sont des  $\gamma$  et neutrons fiduciels d'énergie en ionisation comprise entre 5 et 100 keV. On observe que la correction n'a pas d'influence sur la dispersion du rapport ionisation/chaleur.

La figure 3.33 de gauche montre la distribution du rapport ionisation/chaleur avant et après application des corrections pour des  $\gamma$  d'énergie supérieure à 100 keV en ionisation fiducielle. On constate que la correction permet une diminution conséquente de la dispersion (23.8%) avec une largeur à mi-hauteur de la distribution qui passe de 3.15% à 2.4%. Cependant, lorsque l'on considère le rapport ionisation/chaleur pour des événements de plus faible énergie (20 keV en ionisation en moyenne pour les neutrons), on constate, via la figure de droite, que la correction n'améliore pas la dispersion comme attendu. Elle aurait, au contraire, plutôt tendance à la dégrader un tant soit peu. On note toutefois que l'extrême similitude des spectres avant et après correction indique que la méthode employée pour corriger les énergies en tenant compte de leur quenching via l'équation (3.39) est correcte.

Nous avons vu que l'utilisation des signaux induits sur les électrodes vétos permettait d'atténuer la dégradation de la mesure en chaleur et ionisation résultant du piégeage de charges. Nous avons toutefois constaté que son utilité se limitait à relativement haute énergie et par conséquent à l'étude des fonds de l'expérience plutôt qu'à la recherche de WIMPs. Nous allons maintenant voir comment la relation de conservation de la charge que nous avons identifiée au début de ce chapitre permet d'améliorer la résolution ligne de base des voies individuelles en ionisation.

### 3.4.4 Application de la conservation de la charge

Nous avons vu, en début de chapitre, que l'addition des signaux lus par l'ensemble des électrodes résultait en une valeur nulle. Un tel constat peut sembler évident en l'absence de piégeage de charges, étant donné que les électrons et trous sont produits par paires et donc en quantités égales. Toutefois, nous avons montré qu'en considérant le potentiel pondéré associé à l'ensemble des électrodes comme valant 1 dans l'ensemble du détecteur, la relation de conservation de la charge était vérifiée indépendamment du piégeage de charges. La carte du potentiel  $\Phi_T$  de la figure 3.2 indique une valeur très proche de l'unité :  $\Phi_T \sim 0.97$  dans la quasi intégralité du détecteur avec par définition  $\Phi_T \sim 1$  sur l'ensemble des électrodes. On montre aisément que la charge totale induite sur l'ensemble des électrodes est quasiment indépendante du piégeage de charges :

$$Q_T = -e [(N_{Ce} - N_{Ch}) \times 1 + (N_{Te} - N_{Th}) \times 0.97] = 0.03e (N_{Te} - N_{Th}) \quad (3.40)$$

Où  $N_{Cj}$  et  $N_{Tj}$  sont respectivement le nombre de porteurs collectés et piégés et où  $j$  fait référence au type de porteur considéré. On voit que l'écart à un signal nul n'est que de 3% de la différence du nombre de porteurs piégés de chacun des types de porteurs. Plaçons-nous dans une condition extrême où un type de porteur serait extrêmement piégé (20% des électrons) et où l'autre type de porteur (les trous) serait entièrement collecté. Même dans ces conditions, on obtient une charge totale proche de zéro à 0.6% près :  $Q_T = 0.006eN_p$  où  $N_p$  est le nombre de paires créées. Dans les données, les voies ont des gains de signes différents de manière à ce que la collecte par une électrode du type de porteur dont elle est en charge résulte en une mesure de l'énergie positive. La conservation de la charge se traduit ainsi par la relation suivante :

$$Q_T = E_{ia} - E_{ib} - E_{ic} + E_{id} \sim 0 \quad (3.41)$$



La figure 3.34 de gauche montre la distribution de la conservation de la charge en keV ( $Q_T/2$ ) en fonction de l'ionisation totale mesurée ( $E_{\text{TOT}} = E_{\text{ia}} + E_{\text{ib}} + E_{\text{ic}} + E_{\text{id}}$ ). Comme attendu, on ne constate aucune dépendance de la conservation de la charge avec l'énergie déposée. Le signal est entièrement dominé par le bruit de l'électronique des différentes voies avec, comme on peut le voir sur la figure de droite, une distribution parfaitement gaussienne de largeur à mi-hauteur de 2.06 keV, compatible avec les résolutions des voies individuelles  $\sim 700$  eV (FWHM). A noter que, pour les événements visibles sur la figure, aucune sélection fiducielle n'a été effectuée. Seules des coupures sur le  $\chi^2$  de l'ajustement des traces ont été appliquées de manière à rejeter les empilements qui peuvent mener à un non-respect de la conservation de la charge. C'est d'ailleurs cette dernière constatation qui a, dans un premier temps, mené à l'utilisation de la relation (3.41) comme une coupure sur  $Q_T$ . Cette coupure quelque peu redondante avec les coupures  $\chi^2$  présentait l'intérêt d'une efficacité de sélection parfaitement maîtrisée du fait de la dispersion gaussienne de cette variable. En effet dans le cas présent du détecteur FID832, on peut voir que, pour une coupure à  $2.576\sigma$  correspondant en principe à une efficacité de coupure de 99%, les événements rejetés indiqués en points rouges sur la figure de gauche représentent 1.005% des événements, soit sensiblement les 1% attendus lorsque l'ensemble des événements respectent la conservation.

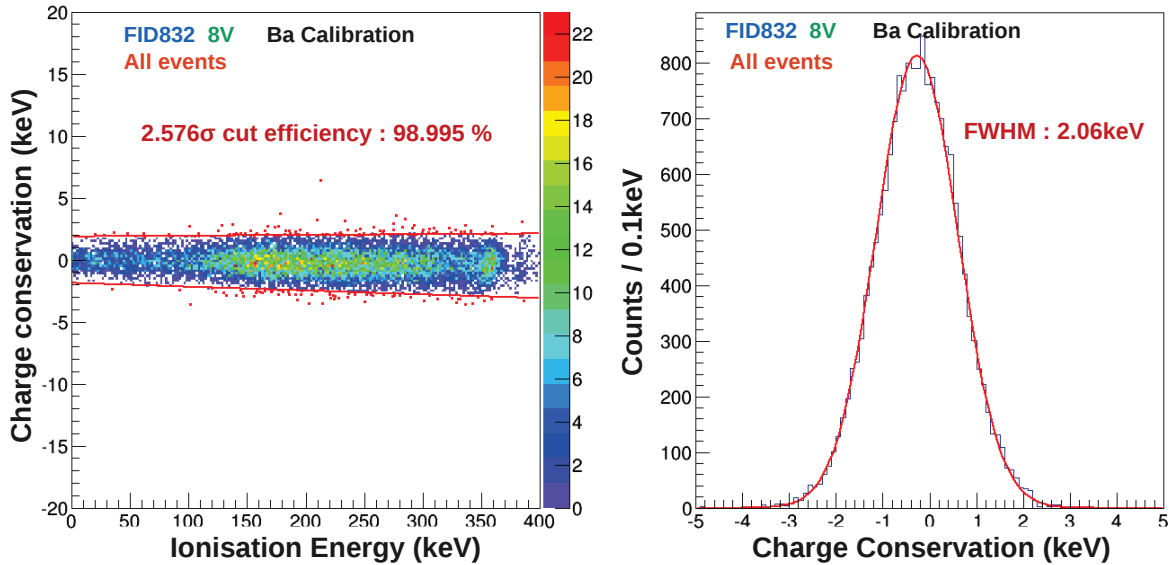


FIGURE 3.34: Vérification de la conservation de la charge dans les données. On visualise, sur la figure de gauche, la distribution de  $Q_T/2$  (eq. (3.41)) des événements en fonction de l'énergie ionisation (sans sélection fiducielle). On observe que la dispersion de  $Q_T/2$  est quasi indépendante de l'énergie et très bien ajustée par une gaussienne tel qu'on peut le voir sur la figure de droite. Les événements en rouge sur la figure de gauche sont ceux qui seraient rejetés par une coupure à  $\pm 2.576\sigma$  telle qu'illustrée par les traits pleins rouges.

Toutefois, nous allons voir que la conservation de la charge a finalement été utilisée à des fins bien plus intéressantes en permettant l'amélioration des résolutions lignes de base des voies individuelles. Pour l'explication, on notera  $A(t)$ ,  $B(t)$ ,  $C(t)$  et  $D(t)$  les traces brutes

sur les voies individuelles. La relation de conservation de la charge nous indique que :

$$A(t) + B(t) + C(t) + D(t) = 0 \quad (3.42)$$

Il est donc possible de déterminer le signal lu sur l'électrode A, non pas directement via l'ajustement d'une fonction Heaviside  $\theta(t)$  à la trace  $A(t)$ , mais à  $A^*(t)$  défini tel que :

$$A^*(t) = \frac{3}{4}A(t) - \frac{1}{4}[B(t) + C(t) + D(t)] \quad (3.43)$$

Ce faisant, on peut ainsi parfaitement soustraire le bruit commun aux différentes voies. Dans les détecteurs FIDs, le capot qui sert de référence pour les mesures en tension sur les différentes voies peut être soumis à des perturbations électromagnétiques importantes qui vont donner lieu à un bruit commun sur l'ensemble des voies.

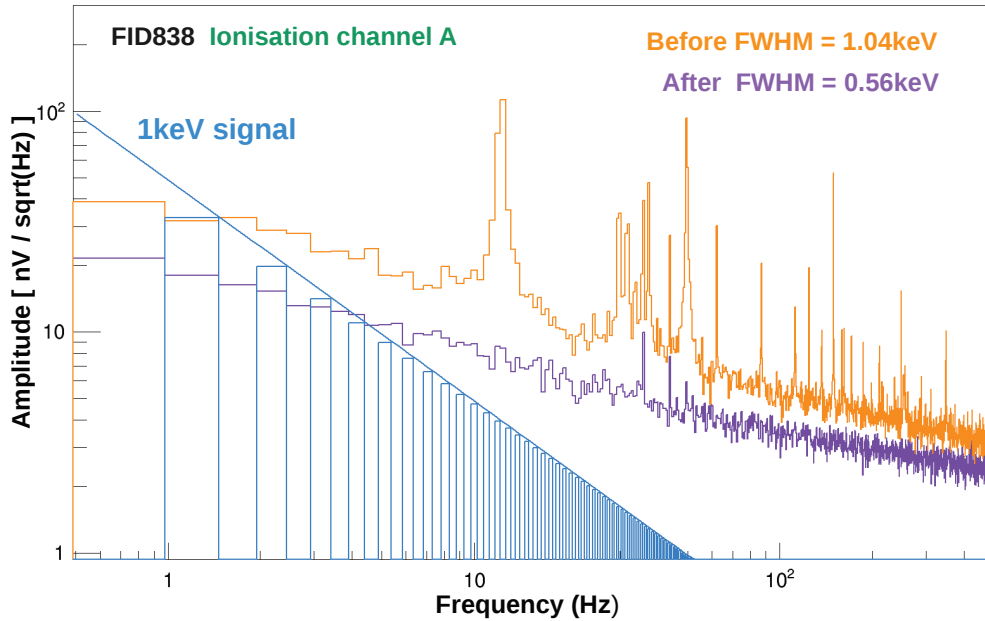


FIGURE 3.35: Spectres de bruit associés à la voie A du détecteur FID838 avant (histogramme orange) et après (histogramme violet) utilisation de la relation de conservation de la charge pour déterminer les traces (voir texte pour plus de détails). L'histogramme bleu représente le spectre en fréquence d'un pulse théorique parfait (Heaviside) de 1 keV. Figure réalisée par Paul Haddad [109].

On peut voir, en figure 3.35, un exemple de spectre de bruit  $N(\nu)$  dans l'espace des fréquences obtenu à partir des traces  $A(t)$  en orange et  $A^*(t)$  en violet. Il est remarquable de voir que l'ensemble des structures piquées disparaissent avec l'utilisation de  $A^*(t)$ , indiquant clairement la nature commune du bruit en question et sa parfaite soustraction via l'utilisation de la relation de conservation de la charge. Le signal théorique  $S(\nu)$  attendu pour 1 keV d'énergie est représenté par l'histogramme en bleu. Il s'agit de la transformée de Fourier

rapide d'un Heaviside  $\theta(t)$  sur une période d'échantillonnage finie de 2048ms. Or, la série de Fourier d'un signal en créneau  $\Pi(t)$  vaut :

$$\Pi(t) = \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \left( \frac{\sin((2k+1)wt)}{2k+1} \right) = \frac{4}{\pi} \left( \sin(wt) + \frac{1}{3}\sin(3wt) + \frac{1}{5}\sin(5wt) + \dots \right) \quad (3.44)$$

C'est pourquoi seules les harmoniques impaires sont visibles sur la figure. Les résolutions théoriques attendues par un filtrage optimal des données sont indiquées sur la figure en se basant sur les valeurs du rapport signal/bruit à toutes les fréquences via :

$$\sigma^2 = \left( \sum \frac{|S(\nu)|^2}{|N(\nu)|^2} \right)^{-1} \quad (3.45)$$

On note que la détermination du signal via  $A^*(t)$  ne permet pas uniquement d'éliminer les bruits à structures piquées en fréquence mais également de diminuer de manière générale le bruit à toutes les fréquences. On pourrait, à première vue, penser que cela est entièrement dû à la soustraction d'un bruit commun en  $1/f$ . Cependant nous allons voir que ce n'est pas seulement le cas.

La mesure du signal sur une voie individuelle, par exemple la voie A, peut être effectuée de deux façons : soit directement à partir de la trace  $A(t)$ , soit à partir de celle correspondant à la combinaison linéaire des trois autres voies :  $-B(t)-C(t)-D(t)$ . Lorsque l'on dispose de deux mesures possibles du signal sur A, comme c'est le cas présentement, l'utilisation conjointe des deux mesures pondérées par leurs poids statistiques offre alors une plus grande précision de la mesure :

$$A^*(t) = \alpha A(t) + (1 - \alpha) [-B(t) - C(t) - D(t)] \quad (3.46)$$

Où la valeur de  $\alpha$  qui offre la plus grande précision sur la mesure du signal de A est celle qui vérifie  $\partial\sigma_A/\partial\alpha = 0$ . Considérons le cas de figure où le bruit sur l'ensemble des voies serait entièrement décorrélé et où la résolution de chacune des voies serait identique ( $\sigma_0$ ). On dérive alors directement l'expression :

$$\sigma_{A^*}^2 = \alpha^2 \sigma_0^2 + 3(1 - \alpha)^2 \sigma_0^2 \quad (3.47)$$

On constate que, dans ces conditions, c'est la valeur  $\alpha = 3/4$  qui vérifie  $\partial\sigma_A/\partial\alpha = 0$  et qui minimise donc  $\sigma_{A^*}$ . On trouve alors  $\sigma_{A^*} = \sqrt{3}/2\sigma_0$ . Dans l'hypothèse de résolutions équivalentes sur les différentes voies et en l'absence de bruit corrélé, on en arrive à la conclusion qu'une amélioration de la résolution de 14.4% des voies individuelles est possible via l'utilisation de la relation de conservation de la charge comme indiqué pour la voie A avec l'équation (3.43). Cette méthode permet, de surcroît, de s'affranchir du bruit commun des différentes voies et explique le gain d'autant plus important en résolution.

On note toutefois que seules les résolutions des voies individuelles ont été améliorées par l'implémentation de cette méthode au processing des données. En effet la résolution associée à l'énergie en ionisation fiducielle définie telle que  $E_{\text{FID}} = 0.5(E_{\text{ib}} + E_{\text{id}})$  est restée inchangée. Cela s'explique par le fait que cette énergie est déterminée à partir de la combinaison de

traces  $0.5(-B(t) + D(t))$ , or on peut vérifier directement que  $-B^*(t) + D^*(t) = -B(t) + D(t)$  et par suite que  $\sigma_{E_{FID}}^* = \sigma_{E_{FID}}$ . On note également que, pour l'estimateur  $E_{FID}$ , la résolution a toujours été meilleure que pour les voies individuelles pour deux raisons : premièrement, parce que la soustraction du bruit commun se fait naturellement à partir de  $-B(t) + D(t)$ . Deuxièmement, car l'utilisation conjointe de l'électrode qui collecte les électrons avec celle qui collecte les trous permet de doubler le signal tandis que le bruit de l'électronique ne s'additionne que de manière quadratique. Même en l'absence de bruit corrélé, une amélioration de la résolution d'un facteur  $\sqrt{2}$  est attendue par rapport aux voies individuelles si  $\sigma_B = \sigma_D$ . Ce facteur  $\sqrt{2}$  est à comparer avec le facteur  $\sqrt{3}/2$  offert sur les voies individuelles. On constate qu'en considérant chacune des voies comme ayant toutes initialement une résolution  $\sigma_0$ ,  $E_{FID}$  offre alors une résolution  $\sigma_{E_{FID}} = (\sqrt{2}/\sqrt{3})\sigma_0$ . On est ainsi en mesure d'expliquer le fait qu'avec les données traitées en utilisant la relation de conservation de la charge, l'énergie fiducielle d'une résolution (FWHM) de l'ordre de 500 eV reste meilleure que celles associées aux voies individuelles qui sont maintenant de l'ordre de 700 eV.

### 3.5 Conclusion

Nous avons vu que le design des détecteurs FIDs se traduisait par des applications bien au-delà du rejet des événements de surface pour lequel il avait initialement été réalisé. Nous avons pu établir une relation simple de conservation de la charge reliant les signaux lus par l'ensemble des électrodes et traduire cette propriété dans les données par une amélioration des résolutions lignes de base. Par ailleurs, le modèle analytique présenté a permis de clairement identifier le fait qu'après correction du cross-talk des différentes voies, les signaux résiduels sur les électrodes vêtus pour les événements fiduciels sont dus aux charges piégées dans le volume du détecteur. Nous en avons tiré une méthode empirique permettant d'améliorer les résolutions à haute énergie des voies chaleur et ionisation qui trouvent leur application dans l'étude du fond  $\gamma$  fiduciel de l'expérience. Par ailleurs, nous avons mis au jour une sensibilité statistique à la profondeur du dépôt d'énergie pour les événements fiduciels et établi un indicateur  $\mu_e + \mu_h$  de l'état du piégeage de charges dans les détecteurs. Ce dernier a notamment permis, dans l'analyse des données du Run308, d'identifier le problème de collecte de charges du détecteur FID826 dès les premiers runs d'étalonnage  $^{133}\text{Ba}$ . Nous allons voir, d'une manière générale au chapitre suivant, que la meilleure compréhension du fonctionnement des détecteurs FIDs apportée par cette étude sera utile pour l'analyse des données.



# Chapitre 4

## Analyse des données du Run308

### 4.1 Présentation du Run308

Le Run308 correspond à la période de prises de données continues effectuées entre le 22 juillet 2014 et le 3 avril 2015. Durant cette période, 36 détecteurs FIDs et 3 détecteurs scintillants ZnMoO de l'expérience LUMINEU [110] étaient installés dans le cryostat et refroidis à une température régulée à 18.00 mK. Suite à des difficultés techniques, seulement 24 détecteurs FIDs ont finalement été câblés et sont donc disponibles pour la prise de données. Leur agencement dans les tours de détecteurs, à l'intérieur du cryostat, est visible en figure 4.1.

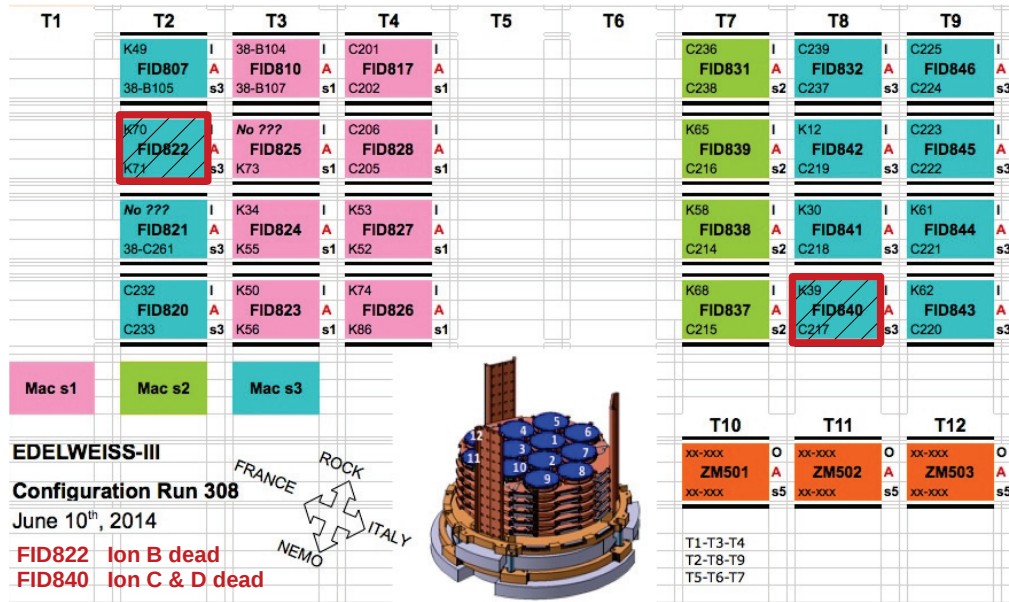


FIGURE 4.1: Configuration des détecteurs lors du Run308.

Les détecteurs FID840 et FID822 sont exclus d'office pour la recherche de WIMPs, suite à un problème de lecture de certaines voies ionisation. Pour le détecteur FID822, seule la

voie ionisation B présentait une impossibilité de lecture. Bien que la relation de conservation de la charge (cf. 3.4.4) permette en principe de se passer d'une voie parmi les quatre au prix d'une dégradation des résolutions, il était impossible de s'assurer de la tension appliquée aux bornes de l'électrode en question. Dans ces conditions, nous avons jugé préférable d'exclure ces deux détecteurs de l'analyse. Notons qu'ils demeurent utilisables pour l'étude des coïncidences.

L'étude qui va suivre se restreint aux données prises jusqu'au 5 janvier 2015, date à laquelle la prise de données a été effectuée en aveugle<sup>1</sup>. L'intérêt d'une analyse dite en aveugle est de s'assurer qu'aucun biais, même non intentionnel, ne puisse être introduit lors de la détermination des coupures et de leur efficacité par les analystes (sur la base des résultats à priori attendus). Elle ne se justifie que si on a, au préalable, vérifié que les performances des détecteurs et le bruit de fond sont conformes aux attentes.

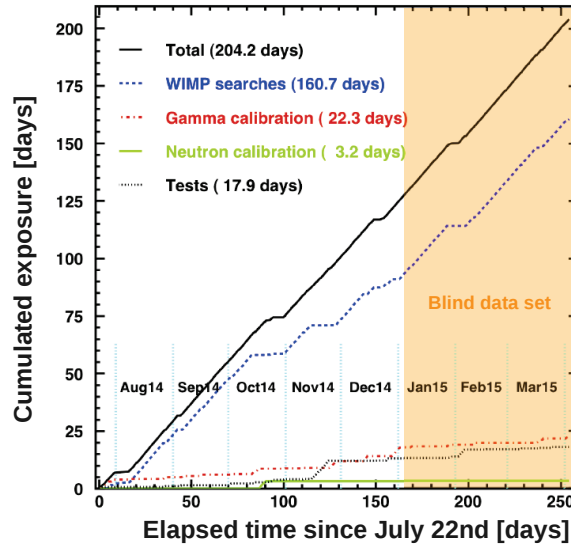


FIGURE 4.2: *Prise de données durant le Run308. Les expositions sont indiquées en jours avant correction des différents temps morts.*

L'objectif initial de l'expérience EDELWEISS-III était de sonder la région de hautes masses de WIMPs 10 GeV-1 TeV. Un fond neutron de  $(0.8 - 1.9) \cdot 10^{-4}$  événements/kg/jour (reculs nucléaires simples) était attendu des simulations [111]. Une prise de données de 12000 kg.jours avait ainsi été envisagée pour atteindre une sensibilité de  $10^{-9}$  pb à  $m_W = 100$  GeV en l'absence de fond, avec un seuil à 15 keV et 10% d'efficacité à 6 keV [112]. L'étude qui va suivre a pour but de déterminer si les performances des détecteurs et le niveau de bruit de fond permettent d'envisager une telle prise de données ; c'est pourquoi cette analyse sera basée sur les données qui n'étaient pas prises en aveugle. Nous verrons que les résultats qui seront présentés conduisent à adopter une stratégie différente, avec une recherche davantage

1. Une coupure dite de "blinding" est préalablement appliquée aux données avant de les mettre à la disposition des analystes. Cette coupure est définie de manière très large afin de s'assurer qu'aucun recul nucléaire non indentifié comme multiple ne soit contenu dans les données :  $(Q > 0.5 || \text{multiplicité} > 1)$



orientée vers les faibles masses de WIMPs, confortée par les projections qui seront présentées au chapitre 5.

La prise de données au cours du Run est subdivisée en différents runs de physique d'environ 22 heures, espacés de mises en régénération des détecteurs pendant une heure pour s'assurer de l'état de charge des cristaux. Des runs sont effectués avec une source  $^{133}\text{Ba}$  de manière espacée dans le temps pour s'assurer de l'étalonnage en énergie et du rejet  $\gamma$ . Des runs ont également été effectués en présence d'une source Am-Be émettrice de neutrons pour s'assurer du paramétrage correct de la zone de reculs nucléaires. La répartition de l'exposition entre les différents types de runs est donnée en figure 4.2 (avant correction des temps morts). Les runs de recherche de WIMPs constituent ainsi au cours du Run308 80% de l'exposition totale, soit 160 jours d'exposition de 22 détecteurs pour une masse fiducielle totale d'environ 13 kg.

## 4.2 Acquisition et Traitement des signaux

### 4.2.1 Déclenchement de l'acquisition

Les détecteurs sont équipés de 4 voies ionisation et de 2 voies chaleur, toutes échantillonnées à une fréquence de 100 kHz. Le déclenchement est préférentiellement effectué sur la voie chaleur pour trois raisons :

- Considérant les traitements que l'on peut effectuer en ligne sur les données, la voie chaleur présente globalement de meilleures résolutions sur la plupart des détecteurs.
- Le quenching des WIMPs fait que le signal ionisation est environ 1.6 fois plus faible que le signal chaleur pour une énergie de recul donnée. L'efficacité de déclenchement est donc nécessairement plus élevée pour les WIMPs lorsqu'il est effectué sur la voie chaleur, même lorsque les résolutions en ionisation et chaleur sont identiques.
- Par ailleurs, toute collecte de charges s'accompagne nécessairement de chaleur tandis que la réciproque n'est pas vraie. Nous verrons, au chapitre 5, que les événements sans ionisation dits "chaleur seule" sont le facteur limitant de l'expérience pour la recherche de WIMPs de basse masse. Dans ce cadre, leur modélisation et leur compréhension sont primordiales et nécessitent ainsi un déclenchement sur la voie chaleur.

La voie chaleur est démodulée en compensant le signal crête dû à l'excitation des NTDs, ce qui se traduit par un échantillonnage effectif à 500 Hz. Les données sont alors filtrées par un filtre passe-bande Butterworth et en permanence convoluées avec un pulse de référence auquel est préalablement appliqué le même filtre.

Le déclenchement de l'acquisition est effectué dès lors que le produit de convolution dépasse une valeur de seuil donnée. La procédure est conçue pour améliorer le rapport signal/bruit et permettre ainsi d'abaisser le seuil de déclenchement. Les fréquences de coupure de même que le pulse de référence sont déterminés une fois pour toutes au début du Run. La valeur du seuil est contrainte par les effets antagonistes sur la sensibilité qu'ont une valeur de seuil trop faible ou trop élevée :

- Une valeur de seuil trop élevée entraîne une perte de sensibilité, d'autant plus pour les WIMPs de faibles masses.

- Une valeur de seuil trop faible engendre un taux de déclenchement important sur des fluctuations du bruit. Une fois qu'un détecteur a déclenché l'acquisition, il ne peut déclencher de nouveau durant les 350ms qui suivent. Cela se traduit par un temps mort incompressible dû au logiciel d'acquisition SAMBA et qui peut se révéler important en cas de taux de déclenchement trop élevé.

C'est pourquoi le seuil de déclenchement est adaptatif et déterminé via un algorithme qui vise à maintenir un taux d'événements globalement constant de 50 mHz. La valeur du seuil de déclenchement, qui varie donc au cours du temps, est sauvegardée pour chaque événement.

Dès lors qu'un détecteur a déclenché, les données brutes de l'ensemble des voies ionisation et chaleur du détecteur en question sont sauvegardées sur disque. En parallèle, les données de deux détecteurs voisins sont également sauvegardées même si ceux-ci n'ont pas déclenché. On dispose ainsi "d'événements de bruit" qui se révèlent utiles dans la détermination des résolutions lignes de base ou l'implémentation d'un filtre optimum. Nous verrons que ces données sont également employées dans la détermination de l'efficacité de déclenchement.

La voie chaleur est enregistrée démodulée sous la forme d'une trace de 1024 points dans une fenêtre de 2048 ms centrée sur le temps de l'événement reconstruit par SAMBA. Les voies ionisation sont, elles, sauvegardées sous deux formes appelées communément voie lente et voie rapide.

La voie lente est sous-échantillonnée à 1 kHz pour des raisons d'espace disque. Ce traitement agit comme un filtre passe-bas et n'a donc pas d'incidence notable sur la détermination de l'amplitude du signal dont la puissance est principalement à basse fréquence. Un phénomène de capacité parasite entre les voies chaleur et ionisation se manifeste par l'apparition d'un signal crête caractéristique de l'excitation des NTDs. La voie est démodulée pour soustraire ce motif répétitif, ce qui se traduit par un échantillonnage effectif à 500 Hz. On dispose alors d'une trace de 1024 points sur une fenêtre de 2048 ms centrée sur le temps de l'événement reconstruit par SAMBA via la voie chaleur.

La voie rapide est quant à elle enregistrée à la fréquence d'échantillonnage de 100 kHz d'origine mais sur une fenêtre de 40 ms seulement. Cette voie est utilisée pour reconstruire le temps de l'événement avec une plus grande précision que ne l'offre la voie chaleur. En convoluant le pulse théorique (Heaviside) aux données, tous deux filtrés, le maximum de convolution est atteint pour le temps de l'événement qui est alors déterminé avec une précision inférieure à 10  $\mu$ s pour des événements de plus de 10 keV en ionisation. Le temps de l'événement est ensuite fixé à cette valeur lors de la détermination des amplitudes des voies chaleur et ionisation lente, ce qui permet une meilleure détermination de celles-ci. Cette précision temporelle est également utile pour l'identification des coïncidences entre détecteurs et avec le veto muon.

Un post-traitement est réalisé hors-ligne sur les données brutes sauvegardées. Après soustraction de la ligne de base et de la pente, les traces sont filtrées et ajustées avec des pulses

de référence. Notons que le pulse de référence pour la voie ionisation est, contrairement à la voie chaleur, connu à l'avance. Il s'agit, avant filtrage, d'un Heaviside étant donné le temps de montée extrêmement rapide du pulse en regard du temps d'échantillonnage. Pour les données utilisées dans la présente analyse, les voies ionisation et chaleur étaient toutes deux filtrées par des filtres Butterworth (un filtrage optimal de la voie chaleur a été implémenté ultérieurement). L'ajustement des pulses est ainsi effectué pour les données étudiées dans l'espace des temps par une minimisation du  $\chi^2$  construit tel que :

$$\chi^2 = \sum_i (A \times D_i - F_i)^2 \quad (4.1)$$

Où  $D_i$  et  $F_i$  sont respectivement la valeur mesurée et la valeur du pulse reconstruit pour l'échantillon  $i$ .  $A$  est l'amplitude recherchée qui, à ce stade, est donnée en unités arbitraires (ADU) et qu'il convient donc d'étalonner pour la convertir en énergie. Notons qu'à ce stade, le  $\chi^2$  n'est pas pondéré par les erreurs sur  $D_i$ . Nous reviendrons sur ce point plus tard.

### 4.2.2 Etalonnage en énergie

L'étalonnage des signaux est effectué à partir de données prises au cours desquelles les détecteurs sont soumis à une source  $\gamma$  intense en  $^{133}\text{Ba}$ .

#### 4.2.2.1 Voie Ionisation

L'étalonnage de la voie ionisation consiste, dans un premier temps, à corriger l'effet de capacité parasite qui existe entre les différentes voies, effet communément appelé diaphonie (cross-talk). Celui-ci se traduit, pour une charge collectée sur une électrode, par un signal proportionnel sur l'ensemble des autres électrodes. Cet effet est très important ( $> 20\%$  pour les électrodes voisines A et B ou C et D). Indépendamment du piégeage de charges, on s'attend, pour des événements fiduciels, à des signaux d'amplitude non nulle sur les électrodes vétos n'ayant pourtant collecté aucune charge. Cet effet est visible en figure 4.3 où l'on peut observer la distribution des événements dans le plan (Amplitude voie B, Amplitude voie A) avant et après correction du cross-talk des différentes voies.

La correction de diaphonie sur une voie, par exemple la voie A, est effectuée en déterminant les coefficients de diaphonie des différentes voies  $\eta_A^B$ ,  $\eta_A^C$  et  $\eta_A^D$  de telle sorte que l'amplitude, une fois corrigée, soit nulle pour des événements fiduciels ou de surface C/D (l'électrode A ne collectant pas de charge pour ce type d'événement) et équivalente au signal sur la voie B pour les événements de surface A/B. L'amplitude sur une voie labellisée  $X$  est ainsi formulée, après correction, de la manière suivante :

$$A_{I_X}^{cor} = A_{I_X} + \sum_{j \neq X} \eta_X^j \times A_{I_j} \quad (4.2)$$

où  $\eta_X^j$  est le coefficient de diaphonie de la voie  $j$  sur la voie  $X$ , c'est à dire la proportion de signal induite sur  $X$  par la collecte sur  $j$ . On note que  $\eta_X^j \neq \eta_j^X$ , si bien que l'étalonnage des quatre voies ionisation nécessite la détermination de 12 coefficients de diaphonie. Suite à cette correction, l'amplitude du signal sur les électrodes vétos est en moyenne nulle pour

les événements fiduciels. Or, comme nous l'avons évoqué au chapitre 3, on s'attend à des signaux non nuls sur les électrodes vétos causés par les charges piégées dans le cristal. La distribution parabolique des événements dans le plan des corrélations inter-vétos est donc arbitrairement fixée à zéro par la correction de diaphonie. C'est la raison pour laquelle il est impossible d'extraire les longueurs de piégeage individuelles via l'ajustement de la fonction du modèle analytique à cette distribution.

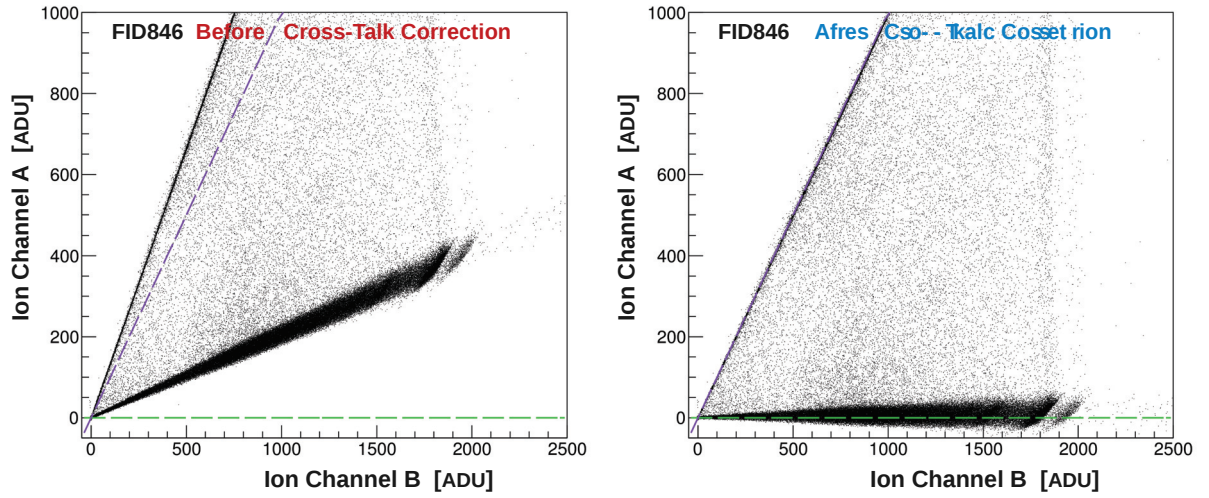


FIGURE 4.3: *Correction de la diaphonie (cross-talk). Distribution des événements dans le plan (Amplitude voie A, Amplitude voie B) avant (à gauche) et après (à droite) détermination des coefficients de diaphonie. En l'absence de diaphonie et de piégeage de charges, les événements fiduciels (resp. de surface A/B) devraient se distribuer le long des traits pointillés verts (resp. violets)*

La deuxième étape consiste à déterminer les gains  $g_X$  des 4 voies ionisation permettant de convertir les amplitudes  $A_{IX}^{cor}$  en énergie où  $X \in \{A, B, C, D\}$ . On utilise pour cela les raies à 356 keV et à 383.9 keV du  $^{133}\text{Ba}$ . Les reculs engendrés par l'interaction des  $\gamma$  dans le détecteur étant de nature électronique, l'étalonnage en énergie est effectué en  $\text{keV}_{ee}$  ( $\text{keV}$  équivalent recul électronique). Pour les détecteurs proches de l'une des deux sources  $^{133}\text{Ba}$ , les pics sont clairement visibles, comme il est possible de le voir sur la figure 4.4 (gauche). La distribution en énergie de la cathode D pour des événements fiduciels y est représentée en bleu et ajustée par une fonction comportant deux gaussiennes et deux plateaux Compton. Pour les détecteurs comme le FID837 qui sont localisés dans la partie inférieure et/ou interne du cryostat (voir fig 4.1), les autres détecteurs agissent comme des écrans vis à vis des deux sources  $^{133}\text{Ba}$ , si bien qu'il peut être difficile pour certains détecteurs d'identifier un pic visible sans accumuler de grandes statistiques. On observe, sur la figure 4.4 (droite), que les pics sont très peu marqués et ne peuvent être ajustés par la fonction précédente. L'étalonnage est alors effectué à l'oeil en faisant varier le gain de manière à faire coïncider le pic avec l'énergie de 356 keV.

Les gains en ionisation et les coefficients de diaphonie sont tous deux linéaires et stables dans le temps. L'étalonnage peut ainsi être affiné au fur et à mesure que la statistique s'accroît par la prise de nouvelles données  $^{133}\text{Ba}$ .

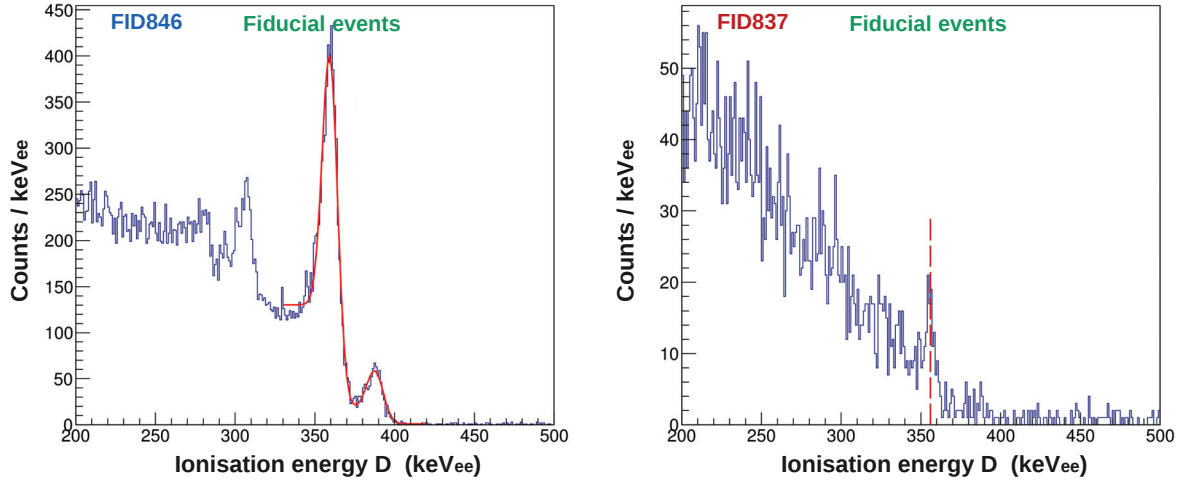


FIGURE 4.4: Détermination des gains de la voie ionisation. Les figures montrent les spectres en énergie de la cathode fiducielle  $D$  après étalonnage pour les détecteurs FID846 et FID837. La valeur du gain est déterminée via l'ajustement des pics à 356 keV et 384 keV lorsque la hauteur des pics relative au plateau Compton le permet (à gauche) ou en alignant le pic à 356 keV pour les détecteurs peu exposés aux sources  $^{133}\text{Ba}$  (à droite).

#### 4.2.2.2 Voie Chaleur

L'étalonnage de la voie chaleur est plus complexe car celle-ci présente, contrairement à la voie ionisation, une non-linéarité. Par ailleurs, le gain n'est pas stable dans le temps et parfois susceptible de fluctuer de plusieurs % entre deux runs. On tire avantage de la linéarité et de la stabilité de la voie ionisation en effectuant l'étalonnage en énergie chaleur sur la base du rapport chaleur/ionisation.

On détermine, dans un premier temps, pour chaque run, le gain linéaire  $\alpha$  de la voie chaleur défini tel que :

$$E_{cN} = \alpha \times A_{cN} \quad (4.3)$$

où  $A_{cN}$  et  $E_{cN}$  sont respectivement l'amplitude de la voie chaleur du NTD  $N \in \{1, 2\}$  avant et après application du gain linéaire. Cette étape de l'étalonnage consiste à déterminer  $\alpha$  tel que le rapport chaleur/ionisation soit centré sur 1 pour les données de chaque run. La figure 4.5 (gauche) indique la distribution dans le temps (indiqué en jours depuis le 01/07/14) de ce rapport pour les événements fiduciels après étalonnage. On observe que celui-ci est correctement effectué sur l'intégralité du Run environ au % près. La figure 4.5 (droite) indique les valeurs de gain  $\alpha$  qui étaient nécessaires à cet étalonnage. On voit que celui-ci peut être très

stable durant plusieurs dizaines de jours ( $80 < \text{jour} < 110$ ) puis fluctuer sur de courtes périodes ( $145 < \text{jour} < 155$ ).

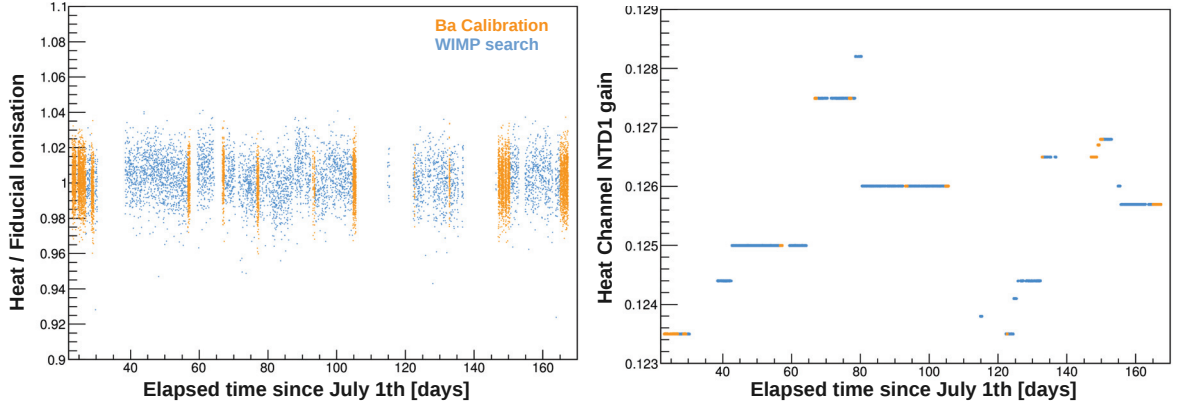


FIGURE 4.5: Détermination des gains linéaires de la voie chaleur du détecteur FID 837. Figure de gauche : évolution temporelle du rapport chaleur/ionisation après étalonnage pour des  $\gamma$  fiduciels d'énergies comprises entre 100 keV et 500 keV. Figure de droite : évolution temporelle du gain linéaire nécessaire à l'étalonnage de la voie chaleur associée au NTD1. Les données issues des runs de recherche de WIMPs (resp. d'étalonnage  $^{133}\text{Ba}$ ) sont représentées en bleu (resp. orange).

La voie ionisation étant parfaitement linéaire, toute dépendance en énergie du rapport chaleur/ionisation provient nécessairement de la non-linéarité de la voie chaleur. Cette dernière est relativement stable dans le temps contrairement au gain linéaire, ce qui permet de se baser sur les données  $^{133}\text{Ba}$  qui présentent davantage de statistique pour effectuer l'étalonnage. On ajuste la dépendance en énergie du rapport ionisation/chaleur pour des  $\gamma$  fiduciels via la fonction suivante :

$$f_{lin}(\log_{10}(E_c)) = p_1 + p_2 \times \left[ \frac{(\log_{10}(E_c) - p_3)}{1 + \exp\left(\frac{p_3 - \log_{10}(E_c)}{p_4}\right)} \right] \quad (4.4)$$

La figure 4.6 montre la distribution des événements dans le plan  $(E_{\text{FID}}/E_c, \log_{10}(E_c))$  avant et après correction de la non-linéarité. On observe que cette correction est délicate à basse énergie par manque de statistique. Ce n'est toutefois pas un problème pour cette analyse qui se restreindra à des reculs d'énergies supérieures à  $\sim 10$  keV ( $\sim 30$  keV<sub>ee</sub> en chaleur), gamme d'énergie où la correction est bien déterminée. On dispose alors d'un nouvel estimateur de l'énergie en chaleur, linéaire, et tel que les reculs électroniques d'énergie  $E_R$  dans la zone fiducielle du détecteur donnent lieu à  $E_R = E_{\text{FID}} = E_C$ . L'énergie chaleur  $E_C$  est ainsi étalonnée en keV<sub>ee</sub> :

$$E_C = \frac{(E_c)}{f_{lin}(\log_{10}(E_c))} \quad (4.5)$$



Notons que l'étalonnage de la voie chaleur est une procédure itérative car la correction de la non-linéarité supprime la dépendance en énergie mais modifie la valeur moyenne du rapport chaleur/ionisation. On mentionnera également l'étalonnage imparfait des données sur lesquelles se base cette analyse avec, comme on peut le voir en figure 4.6 (droite) pour le détecteur FID846 pris pour l'exemple, un rapport ionisation/chaleur centré sur la valeur 1.007 et non unité. Cet écart de l'ordre du % à un étalonnage parfait de la voie chaleur n'est pas sans incidence sur l'acceptance de la zone de recul nucléaire, comme nous le verrons en section 4.3.3.

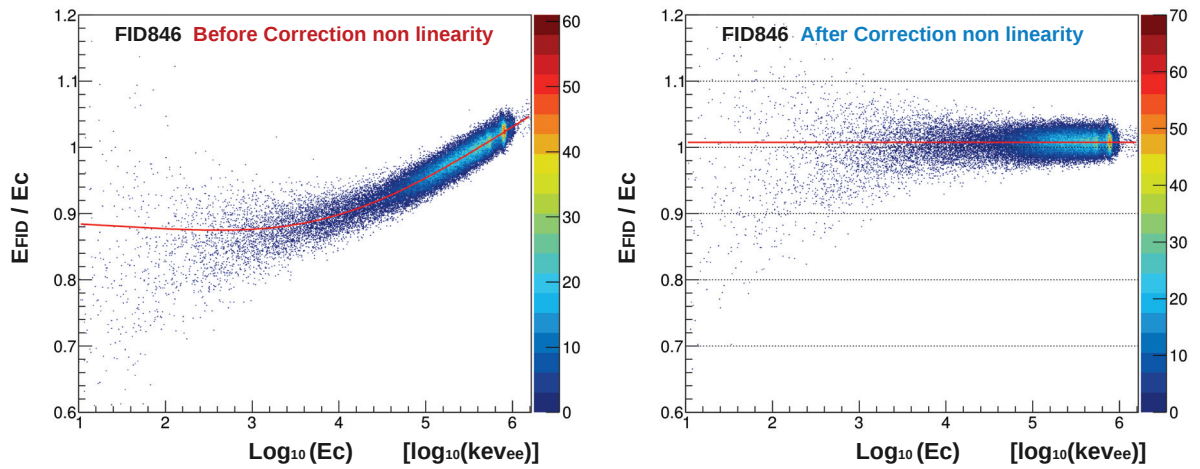


FIGURE 4.6: Correction de la non-linéarité de la voie chaleur. A gauche : la distribution du rapport (ionisation fiducielle) / chaleur est ajustée par la fonction 4.4. A droite : après correction, le rapport n'a plus de dépendance avec l'énergie chaleur.

### 4.2.3 Résolutions lignes de base

La résolution ligne de base d'un détecteur est déterminée à partir des événements pour lesquels celui-ci n'a pas déclenché l'acquisition. L'amplitude mesurée sur chacune des voies est alors la résultante du bruit gaussien de l'électronique. La résolution d'une voie, déterminée heure par heure pour chaque détecteur correspond ainsi à l'écart type d'une gaussienne ajustée à la distribution des événements enregistrés dans cet intervalle de temps. Les résolutions moyennes mesurées sur l'ensemble des voies sont listées dans le tableau 4.1 à titre indicatif. La dernière ligne correspond aux résolutions moyennes, tous détecteurs confondus. Les variables  $E_{DIF}$ ,  $E_{FID}$  et  $E_I$  correspondent respectivement à la différence de collecte de charge entre les électrodes fiducielles, à l'énergie ionisation fiducielle, et à l'énergie ionisation totale définies comme suit :

$$E_{DIF} = 0.5(E_{ib} - E_{id}) \quad E_{FID} = 0.5(E_{ib} + E_{id}) \quad E_I = 0.5(E_{ia} + E_{ib} + E_{ic} + E_{id}) \quad (4.6)$$

Enfin  $E_C$  est l'énergie chaleur qui correspond à la somme pondérée des énergies  $E_{C1}$  et  $E_{C2}$  lues par les deux NTDs.

TABLE 4.1: Résolutions lignes de base moyennes des différentes voies des 17 détecteurs utilisés pour l'analyse.

Détecteur	Résolution ligne de base [keV <sub>ee</sub> ] (FWHM)							
	Voies Ionisation					Voies Chaleur		
	E <sub>ia</sub>	E <sub>ic</sub>	E <sub>DIF</sub>	E <sub>FID</sub>	E <sub>I</sub>	E <sub>C1</sub>	E <sub>C2</sub>	E <sub>C</sub>
846	0.70	0.82	0.52	0.71	1.01	1.43	2.39	1.27
845	1.34	0.88	0.79	0.61	1.23	0.78	3.53	0.81
844	0.72	0.64	0.42	0.56	0.77	1.07	3.49	1.15
843	0.91	0.78	0.68	0.91	1.15	0.14	1.57	1.57
842	0.75	0.82	0.54	0.62	1.35	0.72	3.45	0.97
841	0.71	0.74	0.43	0.53	0.84	0.61	4.04	0.61
832	0.81	0.92	0.67	0.60	0.90	1.11	4.71	1.20
821	1.16	0.77	0.50	0.56	0.89	1.61	2.59	1.60
839	0.78	0.84	0.42	0.55	0.97	0.87	1.13	0.79
838	0.64	0.63	0.38	0.57	0.83	0.57	1.04	0.59
837	1.09	0.78	0.75	0.54	0.94	0.56	0.79	0.54
831	0.86	0.71	0.54	0.49	0.83	1.37	4.05	1.96
828	0.77	0.77	0.47	0.64	0.90	0.96	2.79	0.95
827	0.69	0.81	0.46	0.96	1.27	0.83	0.82	0.68
825	0.63	0.65	0.40	0.50	0.74	0.61	1.36	0.64
824	0.74	0.78	0.54	0.62	0.86	0.43	0.53	0.41
823	0.68	0.84	0.56	0.50	0.79	1.05	1.68	1.07
All	0.82	0.78	0.53	0.62	0.96	0.86	2.35	0.99

### 4.3 Zones de recul électronique et nucléaire

#### 4.3.1 Impact des résolutions

Les résolutions des différentes voies interviennent dans la détermination des bandes de recul électronique et nucléaire. En effet, comme nous l'avons déjà évoqué (cf. 2.5.1), ces dernières sont respectivement obtenues en considérant l'écart type de la dispersion autour des valeurs moyennes de  $\langle Q^\gamma \rangle = 1$  et  $\langle Q^n \rangle = 0.16E_R^{0.18}$  comme suit :

$$\sigma_{Q^j}(E_R) = \frac{1}{E_R} \sqrt{\left[ \left( 1 + \langle Q^j \rangle \frac{V}{3} \right) \sigma_{E_I}(E_R) \right]^2 + \left[ \left( 1 + \frac{V}{3} \right) \langle Q^j \rangle \sigma_{E_C}(E_R) \right]^2 + C_j^2 E_R^2} \quad (4.7)$$

où  $j \in \{\gamma, n\}$  labellise la nature du recul : électronique ou nucléaire.  $C_j$  est une constante qui tient compte de l'élargissement de la zone de recul nucléaire dû au straggling et à la diffusion multiple [96] :  $C_\gamma = 0$  et  $C_n = 0.035$ .

La dépendance en énergie des résolutions est, quant à elle, paramétrée à partir des valeurs

des résolutions lignes de base  $\sigma_{E_{I,C}}(0)$  et des résolutions des pics photoélectriques à 356 keV  $\sigma_{E_{I,C}}(356)$  de la manière suivante :

$$\sigma_{E_{I,C}}(E_{I,C}) = \sqrt{\sigma_{E_{I,C}}^2(0) + \alpha_{I,C}^2 E_{I,C}^2} \quad \text{où} \quad \alpha_{I,C} = \frac{\sqrt{\sigma_{E_{I,C}}^2(356) - \sigma_{E_{I,C}}^2(0)}}{356} \quad (4.8)$$

où  $\sigma_{E_{I,C}}$  est la résolution ionisation ou chaleur (I ou C) exprimée en keV<sub>ee</sub>. Par la suite, lorsque l'on indiquera les valeurs de ces résolutions en terme de largeur à mi-hauteur (FWHM), c'est-à-dire 2.35 fois l'écart type d'une dispersion gaussienne, nous utiliserons la notation  $\Sigma_{E_{I,C}} = 2.35\sigma_{E_{I,C}}$ .

La validité de la paramétrisation de la dispersion  $\sigma_Q$  (eq 4.7) repose sur l'absence de corrélation entre les résolutions chaleur et ionisation. Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre 3, le piégeage de charges est le principal responsable de la dégradation des résolutions avec l'énergie déposée. Les résolutions  $\sigma_{E_{I,C}}(356)$  sont ainsi fortement corrélées et c'est la raison pour laquelle, comme nous l'avons montré (cf. 3.2.4), la dispersion sur le rapport chaleur/ionisation à haute énergie est moindre que ne le laissent suggérer les résolutions des voies individuelles. Cela implique qu'une définition des zones de reculs nucléaires et électroniques basée sur l'hypothèse de dispersions en énergie non corrélées nécessite d'introduire des résolutions effectives à 356 keV plus faibles que celles mesurées dans les données.

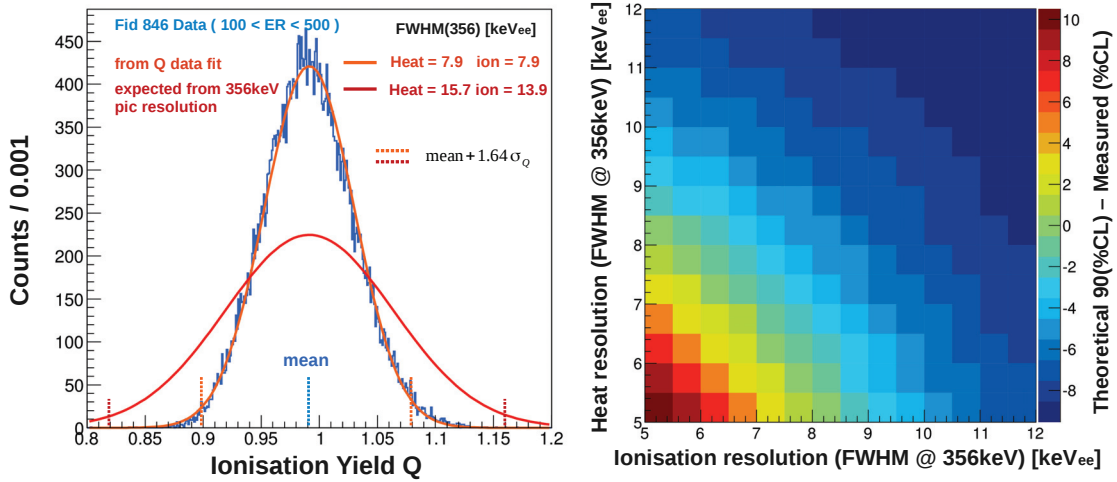


FIGURE 4.7: Impact des résolutions effectives à 356 keV sur la définition de la zone de reculs électroniques. Figure de gauche : Distribution du taux d'ionisation  $Q$  des  $\gamma$  fiduciels d'énergies  $E_R \in [100, 500]$  keV enregistrés lors de runs Ba par le détecteur FID846. (voir texte pour plus de détails). Figure de droite : Ecart entre la proportion de  $\gamma$  fiduciels contenus dans la zone de reculs électroniques (90%CL) ( $A_{mes}^\gamma(90\%)$ ) et la valeur théorique de 90% pour différentes résolutions effectives à 356 keV en ionisation et chaleur. Le code couleur correspond à la valeur de  $90 - A_{mes}^\gamma(90\%)$ .

La figure 4.7 permet de bien comprendre les implications dans le cas contraire. L'histogramme bleu correspond à la distribution en  $Q$  des  $\gamma$  fiduciels d'énergie  $E_R \in [100, 500]$  keV

enregistrés lors de runs  $^{133}\text{Ba}$  par le détecteur FID846. La courbe orange correspond au meilleur ajustement de cette distribution par une gaussienne d'écart type  $\sigma_Q$  tel que défini avec l'équation 4.7 en laissant  $\sigma_{E_{I,C}}(356)$  comme paramètres libres et en prenant l'énergie de recul moyenne mesurée des événements :  $E_R = 285$  keV. La courbe rouge, quant à elle, correspond à cette même gaussienne mais en imposant les valeurs de  $\sigma_{E_{I,C}}(356)$  sur la base des résolutions mesurées dans les données ( $\Sigma_{E_C}(356) = 15.7$  keV et  $\Sigma_{E_I}(356) = 13.9$  keV) par l'ajustement des pics à 356 keV et 383.9 keV comme en figure 4.4 (gauche). Pour que la proportion de  $\gamma$  fiduciels coïncide avec l'intervalle de confiance de la zone de reculs électroniques (ici 90%), il est nécessaire de définir des résolutions effectives  $\Sigma_{E_{C,I}}(356)$  de l'ordre de 8 keV, sans quoi, pour le détecteur FID846 pris pour l'exemple,  $(99.94 \pm 0.02)\%$  des événements sont contenus dans la zone de reculs électroniques à 90%CL.

C'est pourquoi on détermine les résolutions effectives à implémenter de manière à ce que 90% des  $\gamma$  fiduciels soient contenus dans la zone de reculs électroniques à 90%CL. La figure 4.7 (droite) montre l'écart entre la proportion d'événements mesurés dans cette zone et la valeur de 90%, pour différents couples de valeurs  $\Sigma_{E_{C,I}}(356)$ . On observe que les valeurs de  $\Sigma_{E_{C,I}}(356)$  donnant lieu au niveau de confiance souhaité sont dégénérées pour la zone de reculs électroniques (de par la définition même de  $\sigma_Q$  donnée en eq. (4.7)). Bien que ce ne soit pas le cas pour la zone de reculs nucléaires, nous allons voir que celle-ci est très faiblement sensible aux valeurs de  $\Sigma_{E_{C,I}}(356)$  choisies. Nous prendrons donc simplement  $\Sigma_{E_C}(356) = \sigma_{E_I}(356) = 8$  keV.

Intéressons-nous maintenant de manière générale à l'impact des résolutions lignes de base et effectives à 356 keV sur les zones de reculs électroniques et nucléaires. On s'appuiera sur la figure 4.8. Les courbes bleu clair et rouge en traits pleins correspondent respectivement aux zones de reculs électroniques et nucléaires à 90%CL. La courbe bleu clair en traits pointillés correspond à la zone de recul électronique à 99.98%CL. Ces zones sont obtenues pour des résolutions lignes de base  $\Sigma_{E_C}(0) = \Sigma_{E_I}(0) = 500$  eV<sub>ee</sub> et des résolutions effectives  $\Sigma_{E_C}(356) = \Sigma_{E_I}(356) = 8$  keV<sub>ee</sub>. Les courbes bleu foncé et orange correspondent aux mêmes zones de reculs mais obtenues en dégradant d'un facteur 1.5 la résolution ligne de base. On observe que l'impact est totalement négligeable à haute énergie, d'autant plus sur la zone de recul nucléaire. Les courbes mauves et jaunes correspondent encore une fois aux mêmes zones de reculs en dégradant cette fois-ci d'un facteur 1.5 à la fois  $\Sigma_{E_{C,I}}(0)$  et  $\Sigma_{E_{C,I}}(356)$ . On observe que la résolution effective a un impact conséquent sur la zone de recul électronique à haute énergie mais que celui-ci est négligeable à basse énergie, les courbes bleu foncé et violettes étant confondues en dessous d'une dizaine de keV. La courbe jaune est non visible car totalement confondue avec la courbe orange, ce qui montre la très faible influence des résolutions effectives sur la zone de reculs nucléaires. Ceci est dû au fait que la largeur de la zone est entièrement dominée non pas par les résolutions à haute énergie mais par les effets de straggling et de scattering multiple pris en compte par la constante  $C = 0.035$  dans l'équation 4.7. On note que la définition de la zone de reculs nucléaires à 90%CL, de même que la valeur en énergie de recul à laquelle celle-ci et la zone de recul électroniques à 99.98%CL se croisent, ne dépendent que très faiblement des valeurs de résolutions effectives choisies à 356 keV. La valeur exacte que l'on prend pour ces dernières n'a ainsi pas de véritable influence sur l'analyse. On s'assurera cependant, en section 4.3.3, du paramétrage

correct  $\langle Q^n \rangle = 0.16 E_R^{0.18}$  et  $C = 0.035$  qui nécessite que l'on définisse au préalable une nouvelle variable : le point magique.

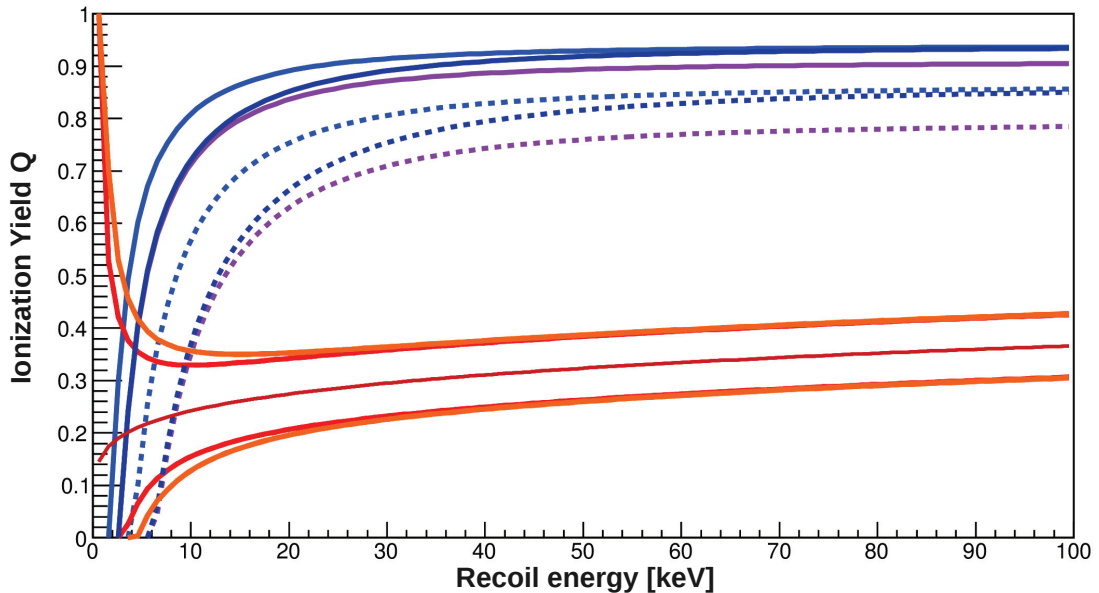


FIGURE 4.8: *Impact des résolutions sur les zones de reculs électroniques et nucléaires (voir texte pour explications). Les courbes bleu clair et rouge en traits pleins correspondent respectivement aux zones de reculs électroniques et nucléaires à 90%CL. La courbe bleu clair en traits pointillés correspond à la zone de recul électronique à 99.98%CL. Ces zones sont obtenues pour des résolutions lignes de base  $\Sigma_{EC}(0) = \Sigma_{EI}(0) = 500$  eV<sub>ee</sub> et des résolutions effectives  $\Sigma_{EC}(356) = \Sigma_{EI}(356) = 8$  keV<sub>ee</sub>. Les autres correspondent aux mêmes intervalles de confiance mais en ayant dégradé dans un cas les résolutions d'un facteur 1.5 (courbes mauve et orange) et dans l'autre uniquement la résolution ligne de base d'un facteur 1.5 (courbes bleu foncé et jaune). La courbe jaune est non visible car confondue avec la courbe orange.*

### 4.3.2 Définition du point magique

On souhaite définir une valeur de seuil d'analyse à la fois suffisamment élevée pour éviter une étude complexe de l'efficacité de déclenchement et suffisamment faible pour que la sensibilité qui sera calculée soit représentative du potentiel de l'expérience pour la détection de WIMPs de masse  $> 20$  GeV. Pour ce faire, nous allons définir ce que l'on appelle le "point magique". Dans les précédentes analyses d'EDELWEISS [113][60], celui-ci était défini comme la valeur en énergie de recul pour laquelle les zones de reculs électroniques à 99.98%CL et nucléaires à 90%CL se croisent (comme représenté en traits pointillés verts sur la figure 4.9 (droite)). Le point magique correspondait ainsi à l'énergie de recul au-delà de laquelle on s'attend à ce que moins d'un recul électronique pour 10 000 soit identifié comme recul nucléaire.

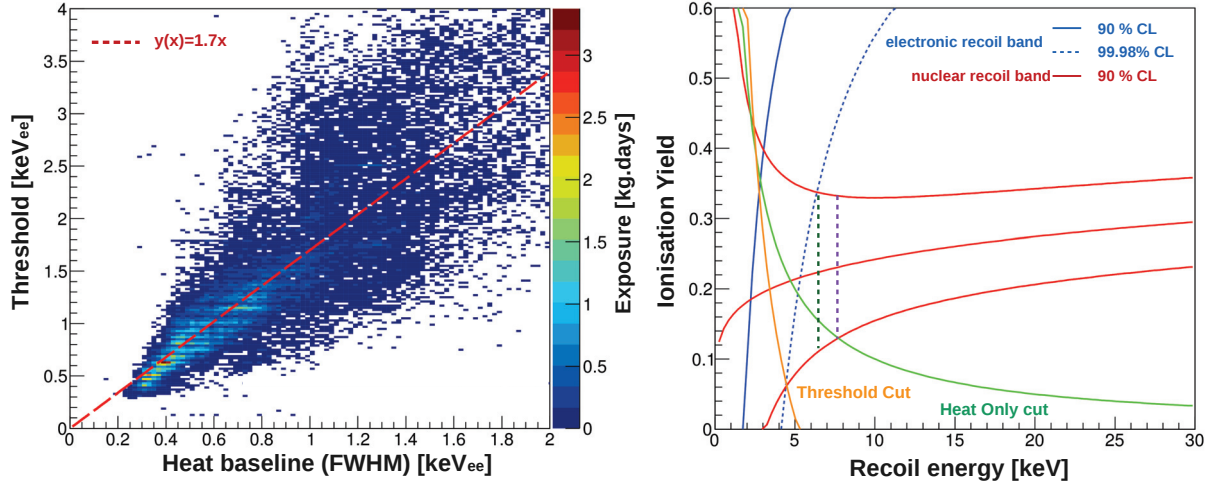


FIGURE 4.9: *Figure de gauche : Le code couleur indique l'exposition cumulée de 17 détecteurs en fonction des résolutions lignes de base chaleur FWC et du seuil de déclenchement KTH. La courbe en traits pointillés rouges indique la dépendance moyenne  $KTH = 1.7 \times FWC$ . Figure de droite : Exemple de conditions expérimentales où la coupure sur les événements chaleur seule (trait vert) contraint le point magique (trait pointillé violet). En gardant l'ancienne définition (voir texte) du point magique (trait pointillé vert), une perte d'efficacité serait attendue entre 6.5 keV et 7.5 keV.*

Pour compléter l'analyse, on propose de redéfinir le point magique comme la plus grande valeur en énergie de recul parmi les valeurs correspondant à :

- (1) l'interception de la zone de reculs électroniques à 99.98%CL et de la zone de reculs nucléaires à 90%CL
- (2) l'interception de la zone de reculs nucléaires à 90%CL et de la coupure visant à rejeter les événements chaleur seule (courbe verte). Il s'agit d'événements pour lesquels l'amplitude non nulle du signal ionisation provient uniquement du bruit de l'électronique. Cette coupure est effectuée en requérant une énergie fiducielle supérieure à deux fois la résolution ligne de base  $\sigma_{E_{FID}}(0)$  :  $E_{FID} > 2 \times 2.35 \times \sigma_{E_{FID}}$ .
- (3) l'interception de la zone de reculs nucléaires à 90%CL et de la coupure sur l'efficacité de seuil à 99.87%CL (courbe orange). Celle-ci est définie en requérant une énergie en chaleur telle que  $E_C > (KTH + 3 \times \sigma_{E_C})$ , où KTH est la valeur du seuil de déclenchement. Cette coupure sera explicitée en section 4.5.0.4.

Les résolutions lignes de base et la valeur de seuil de déclenchement étant déterminées heure par heure, il est possible pour chaque détecteur de définir une valeur du point magique dans cet intervalle de temps. On dispose d'une variable ( $M_p[90\%CL]$ ) qui nous servira de seuil d'analyse adaptatif pour lequel les événements tels que  $E_R > M_p[90\%CL]$  vérifient :

- une efficacité de seuil de déclenchement supérieure à 99.87% à l'intérieur de la zone de reculs nucléaires à 90%CL.



— une discrimination des reculs électroniques supérieure à 99.98%CL

Notons que la condition (3) ne contraint la valeur du point magique que pour 2.5% des données. Il s'agit, en ce sens, plus d'une mesure préventive visant à s'assurer d'une efficacité de seuil de déclenchement proche de 100% pour les données sélectionnées. En effet, le seuil de déclenchement étant adaptatif et conditionné au taux d'événements, il est extrêmement corrélé à la résolution ligne de base chaleur tel qu'on peut le voir en figure 4.9 (gauche). La valeur du seuil correspond typiquement à 1.7 fois la valeur de la résolution ligne de base chaleur (FWHM) tel que représenté en traits pointillés rouges. L'élévation du seuil est reliée à une dégradation de la résolution ligne de base chaleur et, par suite, à un élargissement des bandes de recul électronique et nucléaire. Les conditions (1) et (2) sont ainsi plus restrictives que la condition (3).

### 4.3.3 Zone de reculs nucléaires

Au cours de chaque Run, une vérification du paramétrage de la zone de reculs nucléaires est effectuée durant des runs d'étalonnage à partir d'une source Am-Be. On s'intéresse donc, dans cette section, à s'assurer que le paramétrage  $\langle Q^n \rangle = 0.16E_R^{0.18}$  dans le plan (Q,  $E_R$ ), qui avait déjà été vérifiée pour les détecteurs FID400g, est toujours correcte pour les détecteurs FID800g. Nous allons voir que, malgré un volume fiduciel plus important et donc davantage d'interactions multiples, ce paramétrage est encore valable.

On peut voir, sur la figure 4.10 (gauche), les données d'étalonnage Am-Be cumulées des 17 détecteurs sélectionnés pour l'analyse (cf. 4.4.1). Les zones de reculs nucléaires et électroniques sont tracées à partir des résolutions moyennes de l'ensemble des détecteurs. On souhaite déterminer la proportion des neutrons localisés dans la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Cette proportion sera déterminée sur la base du nombre total de neutrons estimé à partir de la zone de recul nucléaire à 99.98%CL (traits pointillés mauves sur la figure). Ce niveau de confiance choisi est à la fois suffisamment faible pour que la contamination de notre échantillon par des  $\beta, \gamma$  et reculs inélastiques puisse être négligée, et suffisamment élevé pour qu'il ne puisse être biaisé par un mauvais paramétrage de  $\langle Q^n \rangle$ . Pour tenir compte des fluctuations des résolutions lignes de base, les zones de reculs nucléaire à 90%CL et à 99.98%CL seront calculées heure par heure pour chaque détecteur. Par ailleurs, seuls les événements ayant une énergie de recul supérieure au point magique déterminé à partir de la zone de reculs nucléaire à 99.98%CL seront sélectionnés pour cette étude ( $E_R > M_P[99.98\%CL]$ ). On s'assure ainsi que les coupures sur les événements chaleur seule  $E_{FID} > 2 \times \Sigma_{E_{FID}}$  et sur l'efficacité de déclenchement  $E_C > KTH + 3 \times \sigma_{E_C}$  n'engendrent pas de perte d'efficacité sur la sélection des événements.

On note  $N_1$  et  $N_2$  le nombre d'événements respectivement mesurés dans les zones de reculs nucléaires à 90%CL et 99.98%CL. La proportion de neutrons contenue dans la zone à 90%CL, soit l'acceptance mesurée  $A_{mes}$ , est alors donnée par la relation suivante :

$$A_{mes} = \frac{N_1}{N_2 \times \frac{100}{99.98}} \quad \text{avec} \quad \sigma_{A_{mes}} = \sqrt{N_2 \times \frac{100}{99.98} \times A_{mes}(1 - A_{mes})} \quad (4.9)$$

où  $\sigma_{A_{mes}}$  est l'incertitude statistique issue de la loi binomiale de paramètre  $A_{mes}$ .

Une acceptation  $A_{mes}(90\%) = (87.6 \pm 0.2)\%$  (resp.  $A_{mes}(50\%) = (47.6 \pm 0.3)\%$ ) a ainsi été mesurée pour la zone de reculs nucléaires à 90%CL (resp. 50%CL) avec le paramétrage  $\langle Q^n \rangle = \alpha E_R^\beta$  standard ( $\alpha = 0.16, \beta = 0.18$ ).

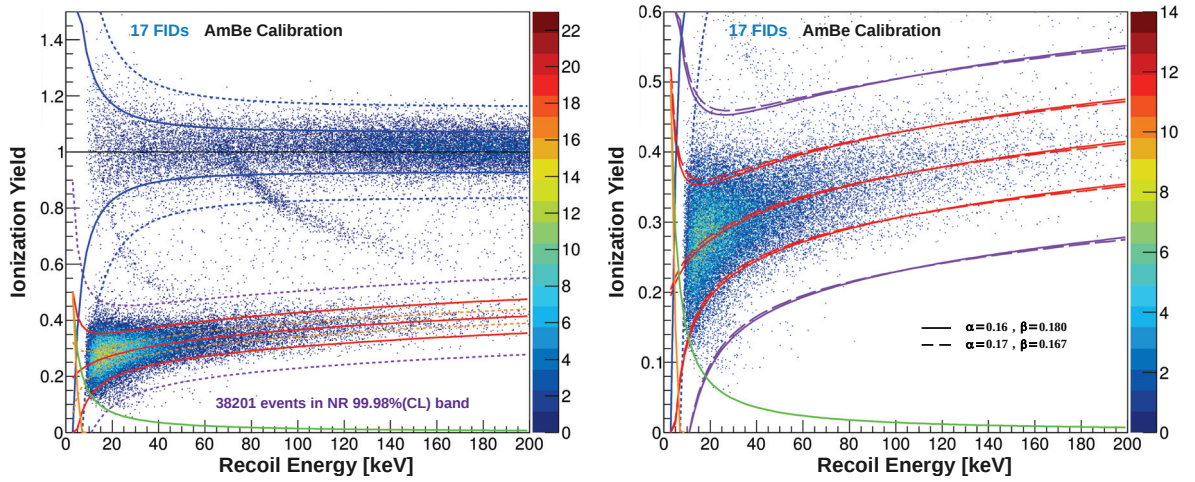


FIGURE 4.10: *Distribution des événements dans le plan  $(E_R, Q)$  pour les données cumulées de 17 détecteurs en présence d'une source Am-Be. Les zones de reculs nucléaires à 90%CL et 99.98%CL issues du paramétrage  $\langle Q^n \rangle = 0.16E_R^{0.18}$  sont représentées en traits pleins rouges et violets. Les zones de reculs nucléaires représentées en traits pointillés sur la figure de droite correspondent au paramétrage qui ajuste le mieux les données :  $\langle Q_{new}^n \rangle = 0.17E_R^{0.167}$ .*

On souhaite s'assurer que l'écart entre les acceptances attendues et celles mesurées ne provient pas d'un mauvais paramétrage  $(\alpha, \beta)$ . C'est pourquoi on effectue un ajustement aux moindres carrés de la distribution dans le plan  $(Q, E_R)$  des événements contenus dans la bande à 99.98%CL via la fonction  $f(E_R) = \alpha E_R^\beta$ . L'incertitude sur le taux d'ionisation  $Q$  mesuré pour chaque événement est déterminée à partir de  $\sigma_{Q^n}(E_R)$  (4.7) et des valeurs de résolutions dans l'heure. Le paramétrage correspondant au meilleur ajustement est alors obtenue pour le jeu de paramètres  $(\alpha = 0.170, \beta = 0.167)$ . On représente, en figure 4.10 (droite), respectivement en traits pleins et pointillés, les paramétrages  $\langle Q^n \rangle = 0.16E_R^{0.18}$  et  $\langle Q_{new}^n \rangle = 0.17E_R^{0.167}$  ainsi que leurs intervalles de confiance à 90%CL (en rouge) et à 99.98%CL (en violet). On observe que l'écart est très peu significatif. On souhaite tout de même quantifier l'impact qu'aurait la conservation du paramétrage ( $\alpha = 0.16, \beta = 0.18$ ) sur l'acceptance de la zone à 90%CL si les reculs nucléaires étaient parfaitement distribués de manière gaussienne autour de la valeur moyenne  $\langle Q_{new}^n \rangle = 0.17E_R^{0.167}$ . Pour une énergie de recul donnée  $E_R$ , cette acceptance que l'on note  $A_{comp}$  est donnée par l'équation 4.10 et représentée en figure 4.11.

$$A_{comp}(E_R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Q^n}} \int_{\langle Q^n \rangle - 1.64\sigma_{Q^n}}^{\langle Q^n \rangle + 1.64\sigma_{Q^n}} \exp\left(-\frac{(E_R - \langle Q_{new}^n \rangle)^2}{2\sigma_{Q^n}^2}\right) dE_R \quad (4.10)$$

On observe que la perte d'acceptance induite par la conservation du paramétrage actuel, si tant est que le paramétrage suggéré ( $\alpha = 0.170, \beta = 0.167$ ) soit parfait, est inférieure au %. C'est pourquoi nous conserverons le paramétrage ( $\alpha = 0.16, \beta = 0.18$ ) pour lequel on souhaite maintenant vérifier l'acceptance en fonction de l'énergie. De la même manière que nous avons déterminé l'acceptance  $A_{\text{mes}}$  (cf. éq. 4.9) sur l'intervalle  $[\text{MP}(99.98\%), 200]$  keV, on calcule cette acceptance pour différents sous-intervalles d'énergie. Pour que chaque intervalle dispose d'une statistique suffisante, ceux-ci sont déterminés de manière à ce que 1000 événements soient contenus dans chacun d'entre eux. La figure 4.11 montre les résultats obtenus. On observe un écart variable avec l'énergie entre l'acceptance mesurée et la valeur théorique attendue de 90%. Cet écart de 2.7% en moyenne peut atteindre près de 4% en dessous de 20 keV et de 6% à 7% au-delà de 80 keV. Notons que le manque de statistique au-delà de 80 keV est tel qu'on peut supposer un biais sur la détermination de l'acceptance dû à la contamination de la zone de reculs nucléaires par des  $\beta, \gamma$  de surface. Une étude plus précise nécessiterait une soustraction de cette contamination.

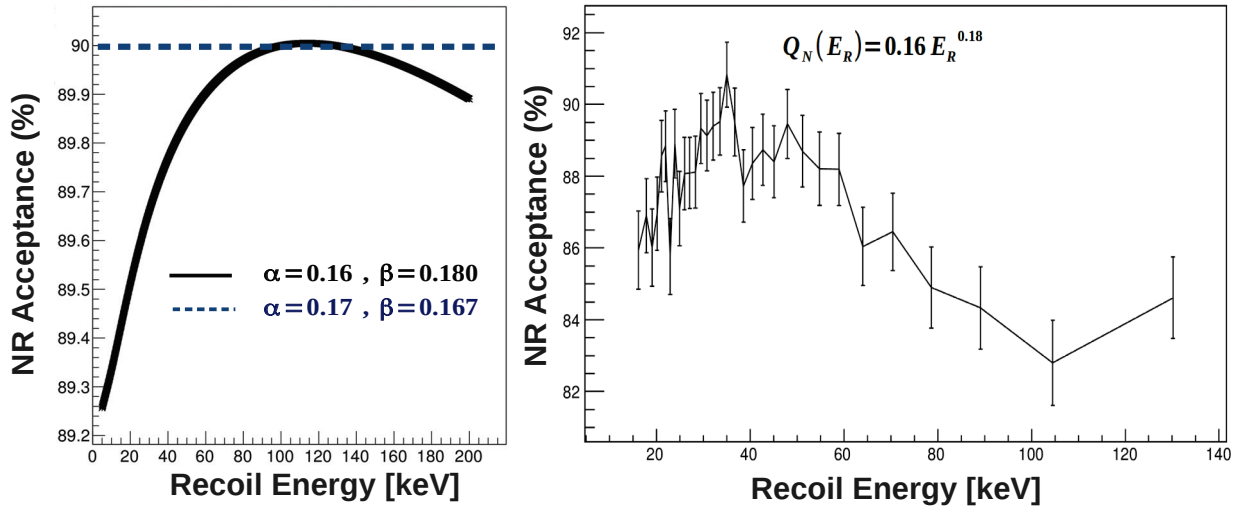


FIGURE 4.11: *Figure de gauche : Acceptance de la zone de reculs nucléaires à 90%CL paramétrée via  $\langle Q^n \rangle = 0.16 E_R^{0.18}$  dans l'hypothèse où les événements se distribueraient selon  $\langle Q_{\text{new}}^n \rangle = 0.17 E_R^{0.167}$ . Figure de droite : Acceptance mesurée pour le paramétrage  $\langle Q^n \rangle = 0.16 E_R^{0.18}$  sur différents intervalles en énergie. La taille des intervalles est adaptative de sorte que chacun d'entre eux contienne 1000 événements.*

Comme le quenching dépend non linéairement de l'énergie et que les neutrons, contrairement aux WIMPs, donnent lieu à des interactions multiples, le quenching moyen mesuré pour les neutrons à partir de la source Am-Be est différent de celui attendu pour les WIMPs. On s'attend ainsi à un quenching moyen plus faible pour les neutrons et à un élargissement de la zone de recul nucléaire ( $\sigma_{Q^n}(E_R)$  plus élevé). Des simulations [96] ont montré qu'associer la même zone de reculs nucléaires à 90%CL aux WIMPs qu'aux neutrons sous-estimerait

l'acceptance pour les WIMPs. On s'autorisera ainsi cette approximation qui se révèle conservative dans le cadre d'une limite d'exclusion.

Une analyse idéale devrait tenir compte à la fois de la variation de l'acceptance avec l'énergie de recul mais également de l'influence des diffusions multiples sur la zone de reculs nucléaires des WIMPs. Cela nécessiterait néanmoins de nouveaux runs en présence d'une source d'Am-Be pour accroître la statistique. Par ailleurs, un étalonnage fin des voies ionisation et chaleur serait requis. Dans notre cas, la précision de l'étalonnage peut être à l'origine des écarts observés entre l'acceptance attendue et celle mesurée pour les neutrons. On privilégiera donc l'association d'une acceptance de 86% à la zone de recul nucléaire à 90%CL indépendamment de l'énergie de recul. Ce faisant on s'assure que la limite sur la section efficace WIMP-nucléon qui sera déterminée en section 4.6 est conservative au prix d'une perte de sensibilité de l'ordre d'environ 2% par rapport à l'acceptance moyenne mesurée de 87.8%.

## 4.4 Coupures

Une analyse de données dite “standard” telle que nous allons l'effectuer est basée sur une série de coupures. Dans cette section, nous détaillerons l'ensemble des coupures, leur utilité et la manière dont on estime leur efficacité. L'ensemble de ces coupures constituera la structure de cette section. De manière à alléger le texte et à rendre plus lisible les explications qui vont suivre, nous utiliserons des notations abrégées pour nous référer à certaines variables. Celles-ci sont définies dans le tableau suivant, toutes exprimées en keV<sub>ee</sub> à l'exception du point magique qui est exprimé en keV :

Variable	Définition
Eia, Eic FWIA, FWIC	Energie ionisation des voies vétos A et C résolutions lignes de base associées (FWHM)
Eib, Eid FWIB, FWID	Energie ionisation des voies fiducielles B et D résolutions lignes de base associées (FWHM)
Edif FWDI	Différence de collecte de charges entre les électrodes fiducielles (Eib-Eid)/2 résolution ligne de base associée (FWHM)
E <sub>FID</sub> FWF	Energie ionisation fiducielle (Eib+Eid)/2 résolution ligne de base associée (FWHM)
E <sub>C1</sub> , E <sub>C2</sub> FWC1 FWC2	Energie chaleur du NTD1, NTD2 résolutions lignes de base associées (FWHM)
E <sub>C</sub> FWC	Energie chaleur E <sub>C</sub> = (E <sub>C1</sub> + E <sub>C2</sub> )/2 résolution ligne de base associée (FWHM)
KTH	valeur du seuil de déclenchement
MP(X%)	Point magique déterminé à partir de la zone de recul nucléaire à X %CL

### 4.4.1 Coupures Qualité

Dans un premier temps, on sélectionne les détecteurs qui seront utilisés pour l'analyse. Parmi les 24 détecteurs cablés, seulement 17 seront inclus dans l'étude, tous opérant dans

les conditions standard de 8 V. Les 7 détecteurs exclus le sont pour les raisons suivantes :

- FID822 : lecture de la voie ionisation D impossible.
- FID840 : lecture des voies ionisation C et D impossible.
- FID820 et FID810 : voie chaleur instable.
- FID807 : courants de fuite importants à 8 V et piégeage de charge conséquent à 6.4 V.
- FID826 : piégeage de charge conséquent à 8 V. Amélioration à 16 V mais discrimination des reculs électroniques insuffisante pour une recherche de WIMPs.
- FID817 : opère à 6.4 V suite à l'impossibilité de mettre la tension à 8 V. La discrimination des reculs électroniques est insuffisante.

On sélectionne ensuite, pour chaque détecteur, les périodes pour lesquelles on estime les conditions de résolution des différentes voies suffisantes pour une recherche de WIMPs. Dans les analyses précédentes d'EDELWEISS, cette sélection se traduisait par des coupures directement sur les valeurs des résolutions lignes de base chaleur (FWC) et ionisation fiducielle (FWF), ainsi que sur le seuil de déclenchement (KTH). Le point magique était déterminé, pour chaque détecteur, sur la base des résolutions moyennes au cours du Run et servait d'indicateur dans la détermination des coupures de qualité et du seuil d'analyse fixe commun à l'ensemble des détecteurs (20 keV lors de l'analyse des données d'EDELWEISS-II [60]).

Les valeurs exactes des coupures qualité sont quelque peu arbitraires. Elles sont définies de manière à disposer d'un jeu de données certes de qualité suffisante pour une étude à un seuil d'analyse donné, mais la valeur de ce dernier est fortement influencée par la perte d'exposition qu'engendrent les coupures.

On propose de définir une seule coupure qualité qui rassemble les trois coupures sur les résolutions lignes de base en chaleur, ionisation fiducielle et sur le seuil de déclenchement : une coupure sur la valeur du point magique  $MP(90\%)$  calculé heure par heure pour chaque détecteur. On considérera comme utilisables pour la recherche de WIMPs les données qui respectent la condition  $MP(90\%) < 20$  keV. On a ainsi restreint à un seul choix arbitraire cette coupure de qualité, la valeur de 20 keV permettant de ne rejeter que 4.7% des données. On peut voir, en figure 4.12 (gauche), comment se traduisent dans le plan (FWC, FWF) les coupures strictes précédemment utilisées sur ces variables (en trait pointillé rouge) et cette nouvelle coupure sur le point magique (en trait pointillé bleu). Les contours de couleur indiquent la valeur du point magique correspondant aux différentes conditions de résolutions lignes de bases. Cette figure illustre bien comment, pour une même exposition rejetée, une coupure sur le point magique permet, en principe, de sélectionner des données de meilleure qualité. On note toutefois que, dans les conditions du Run308, la résolution ligne de base chaleur étant plus limitante que la résolution ligne de base ionisation (pour une analyse à haute masse), la coupure sur le point magique s'est principalement traduite par une coupure sur la résolution ligne de base chaleur. Ceci se visualise bien sur la figure 4.12 (droite) où les conditions de prise de données sont représentées dans le plan (FWC,FWF). Le code couleur indique l'exposition cumulée des 17 détecteurs dans les différentes conditions de résolution ligne de base chaleur et ionisation. Les courbes en traits pointillés correspondent à différentes iso-valeurs de point magique, dont celle en vert qui indique la coupure de qualité choisie à 20 keV. Ces iso-valeurs servent d'indicateurs à l'évaluation de la qualité des données. On note



également que, pour la plupart des données, le point magique est inférieur à 10 keV.

Une autre coupure qualité est appliquée sur les résolutions lignes de base des voies A et C et sur Edif (FWIA, FWIC et FWDI). Nous allons voir que ces résolutions interviennent dans la détermination des coupures fiducielles. Les données seront considérées comme utilisables pour la recherche de WIMPs si les résolutions dans l'heure sont inférieures à 1.5 keV<sub>ee</sub> sur ces trois voies.

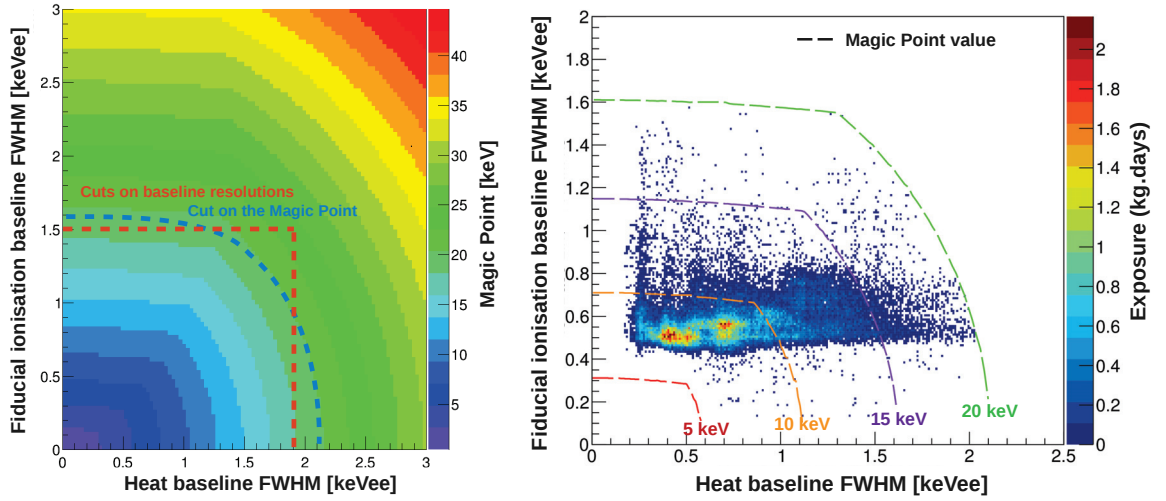


FIGURE 4.12: *Figure de gauche : schématisation de la coupure qualité sur le point magique MP(90%) dans le plan (FWC,FWF). Le code couleur indique la valeur du point magique en fonction des résolutions lignes de base chaleur et ionisation. Les traits pointillés rouges (resp. bleus) illustrent les coupures strictes sur FWC et FWF (resp. la coupure sur MP(90%)). La figure de droite est représentative de la qualité des données. Le code couleur indique l'exposition cumulée de 17 détecteurs dans les différentes conditions de résolutions lignes de base chaleur et ionisation. Les courbes en traits pointillés indiquent différentes iso-valeurs de point magique qui servent d'indicateurs de la qualité des données pour une analyse à haute masse.*

#### 4.4.2 Coupures Fiducielles

Les coupures fiducielles visent à rejeter les événements de surface ( $\beta$ , reculs de  $^{206}\text{Pb}$  ainsi que les  $\gamma$  de surface) qui peuvent parfois être identifiés comme des reculs nucléaires suite à une collecte de charge incomplète. On souhaite déterminer un ensemble de coupures permettant à la fois d'optimiser le rejet des événements de surface tout en conservant une efficacité de sélection des événements fiduciels au moins égale à 99% pour chaque coupure. Celles-ci sont au nombre de trois : une coupure associée à l'énergie mesurée sur chaque électrode veto (Eia et Eic) et une coupure sur la différence de collecte de charge entre les deux électrodes fiducielles (Edif). On peut voir, en figure 4.13, la distribution des différentes catégories d'événements dans le plan (Eia, E<sub>FID</sub>) et la manière dont est définie la coupure fiducielle sur le veto A. La coupure est représentée en traits pointillés violets et les événements rejetés par celle-ci sont



indiqués en orange.

- Les événements de surface (A/B) donnent lieu à une collecte de charge équivalente sur les électrodes A et B. Ils sont visibles par la surdensité de points orange.
- Les événements fiduciels sont représentés en bleu. Ce sont les événements pour lesquels aucune collecte de charge n'a eu lieu sur les électrodes vétos A et C
- Les événements dits intermédiaires sont situés entre ces deux catégories. Il s'agit d'événements à dépôts multiples et/ou d'événements ayant donné lieu à une collecte de charge entre trois électrodes. On souhaite les rejeter car une partie de la collecte de charge a pu être effectuée en surface.

On observe, pour les événements fiduciels, un élargissement de la dispersion en énergie du veto A avec l'énergie ionisation fiducielle. Jusqu'à présent, cet élargissement était pris en compte dans la définition des coupures fiducielles sans pour autant en interpréter l'origine physique. La dispersion en énergie sur le veto est représentée en figure 4.13 (droite) pour des événements d'énergie comprise entre 320 keV et 380 keV. On observe que cette dispersion est sensiblement gaussienne et suggère qu'une coupure définie à  $\pm 2.576\sigma$  du centre de la distribution donne lieu à une efficacité de sélection des événements fiduciels de 99%. De manière à tenir compte de l'élargissement de la dispersion avec  $E_{\text{FID}}$ , il convient alors de procéder de manière similaire à un ajustement de cette dispersion pour différents intervalles d'énergie en ionisation fiducielle. On peut déterminer ainsi, de manière semi-automatisée, les trois coupures fiducielles définies telles que :

$$\text{Abs}(E_{\text{ia}} - \theta_1 \times E_{\text{FID}}) < (\alpha_1 + \beta_1 \times E_{\text{FID}}) \quad (4.11)$$

$$\text{Abs}(E_{\text{ic}} - \theta_2 \times E_{\text{FID}}) < (\alpha_2 + \beta_2 \times E_{\text{FID}}) \quad (4.12)$$

$$\text{Abs}(E_{\text{dif}} - \theta_3 \times E_{\text{FID}}) < (\alpha_3 + \beta_3 \times E_{\text{FID}}) \quad (4.13)$$

où  $\theta_X$  ( $X \in 1, 2, 3$ ) sont déterminés de manière à ce que la distribution gaussienne soit centrée en 0. Les coupures sont ainsi symétriques en  $E_{\text{ia}}$ ,  $E_{\text{ic}}$  et  $E_{\text{dif}}$ . La plupart du temps,  $\theta_X \sim 0$  suite à la correction du cross-talk lors de l'étalonnage.  $\alpha_X$  et  $\beta_X$  sont obtenus en ajustant un polynôme d'ordre 1 au jeu de valeurs à  $\pm 2.756\sigma$  obtenues suite aux ajustements gaussiens pour les différents intervalles d'énergie  $E_{\text{FID}}$ .

Bien que cette méthode semble à première vue adaptée, on observe la plupart du temps une dispersion sensiblement gaussienne assortie d'une queue de distribution tel que représenté en figure 4.14 dans le plan  $(E_{\text{FID}}, E_{\text{IC}} - \theta_2 \times E_{\text{FID}})$  (à gauche) et via le spectre  $E_{\text{IC}} - \theta_2 \times E_{\text{FID}}$  (à droite) pour des événements de haute énergie ( $320 < E_{\text{FID}} < 380$ ). L'application d'une coupure à  $\pm 2.576\sigma$  de l'écart type de la gaussienne ajustée se traduirait par la coupure représentée en traits pointillés violets. De manière à ne pas rejeter les événements fiduciels de la queue de distribution en  $E_{\text{ic}}$ , on voit que l'on est contraint d'optimiser à l'oeil la valeur de la coupure à  $2.756\sigma$  (représentée en traits pointillés verts), sans quoi l'efficacité de sélection serait inférieure à 99%.

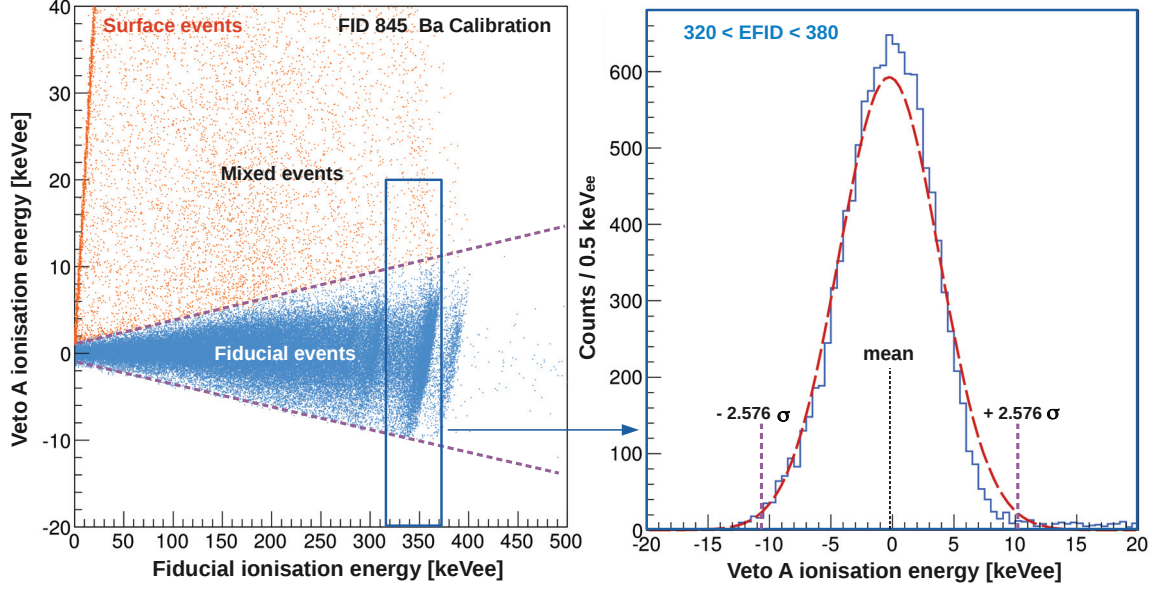


FIGURE 4.13: Illustration d'une méthode de sélection fiducielle. Figure de gauche : Distribution des événements dans le plan  $(E_{FID}, E_{ea})$ . Les événements qui passent la coupure fiducielle (indiquée en traits pointillés mauves) sont représentés en bleu. La surdensité de points en orange correspond aux événements de surface. Les événements ne correspondant à aucune de ces deux catégories sont dits intermédiaires et représentés en orange. Figure de droite : Distribution en énergie du veto A, pour les événements ayant une énergie fiducielle  $(320 < E_{FID} < 380) \text{ keV}_{ee}$ , ajustée par une gaussienne d'écart type  $\sigma$ . Les traits pointillés mauves correspondent aux valeurs de  $E_{ea}$  à  $\pm 2.576\sigma$  du centre de la gaussienne ajustée. Ces valeurs sont utilisées dans la détermination de la coupure fiducielle à 99%.

Suite à l'étude sur le piégeage de charges (cf. chapitre 3), on sait maintenant que cette queue de distribution correspond aux événements fiduciels dont le dépôt a eu lieu dans la partie supérieure du détecteur. Les électrons dérivant sur une distance supérieure à celle parcourue par les trous, c'est principalement ce type de porteur de charge qui va être piégé. Les électrons piégés induisent alors des signaux étalonnés comme positifs sur le veto C qui est en charge de la collecte du même type de porteur en surface.

Nous avons également vu que les événements fiduciels se distribuaient de manière parabolique dans le plan des corrélations inter-vétos  $((E_{ia}-E_{ic})/E_{FID}, (E_{ia}+E_{ic})/E_{FID})$  à haute énergie. On propose de s'appuyer sur la figure 4.15 pour mieux comprendre comment les événements fiduciels se distribuent en énergie  $E_{ia}$ ,  $E_{ic}$  et  $E_{fid}$ . On peut voir, sur cette figure, la distribution des événements dans le plan  $(E_{ia}-E_{ic}, E_{ia}+E_{ic})$  pour différentes gammes d'énergie  $E_{FID}$ . Les traits pointillés orange illustrent l'effet des coupures sur  $E_{ia}$  et  $E_{ic}$  dans ce plan. On observe qu'à basse énergie la distribution est gaussienne car l'amplitude des signaux est dominée par le bruit de l'électronique. Au fur et à mesure que l'énergie fiducielle croît, les effets du piégeage sont de plus en plus visibles et on observe la distribution parabo-

lique prédite par le modèle analytique se former (cf. 3.2.2). A haute énergie, la position des événements dans le plan  $(E_{ia}-E_{ic}, E_{ia}+E_{ic})$  est principalement déterminée par le piégeage de charges.

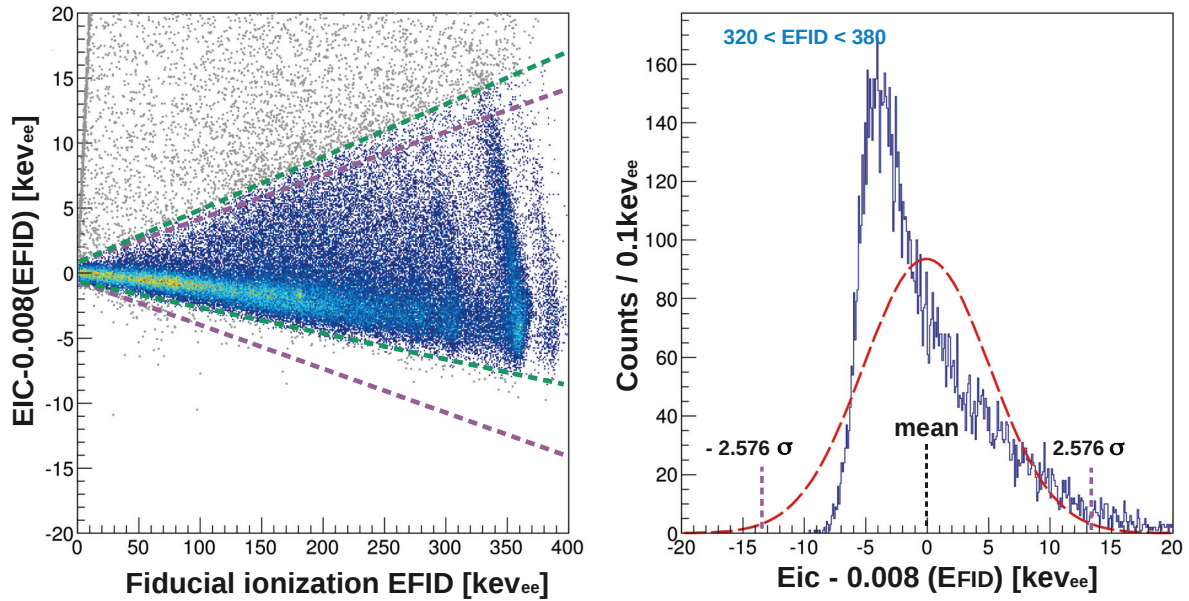


FIGURE 4.14: Illustration d'une méthode de sélection fiducielle. Figure de gauche : Distribution des événements dans le plan  $(E_{FID}, E_{IC} - \theta_2 \times E_{FID})$ . Les événements non fiduciels sont représentés en gris. Les traits pointillés violets indiquent la coupure fiducielle associée au veto  $C$  obtenue à partir d'une coupure à  $\pm 2.576\sigma$  de l'écart type de la gaussienne ajustée à la distribution  $E_{IC} - \theta_2 \times E_{FID}$  (Figure de droite) pour différentes énergies  $E_{FID}$ . Celle-ci induit une perte d'efficacité de sélection des événements fiduciels qui nécessite l'optimisation à l'oeil de la coupure, telle qu'illustrée en traits pointillés verts.

Les coupures telles que définies jusqu'alors peuvent sembler inadaptées, d'autant plus que la coupure sur  $Edif = (E_{ib} - E_{id})/2$  revient par conservation de la charge à une coupure sur  $(E_{ia} - E_{ic})/2$ . C'est pourquoi un jeu de deux coupures a été envisagé pour remplacer les trois coupures décrites précédemment. Nous les décrivons ici très brièvement car nous verrons qu'elles n'ont pas été retenues pour l'analyse.

Un polynôme d'ordre 2 est tout d'abord ajusté à la distribution des événements dans le plan  $((E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}, (E_{ia} + E_{ic})/E_{FID})$ .

- la première coupure est effectuée sur la distance pour chaque événement entre sa position initiale dans le plan  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}, (E_{ia} + E_{ic})/E_{FID}$  et sa projection orthogonale sur la parabole précédemment ajustée.
- la seconde coupure est effectuée pour chaque événement sur sa valeur de  $(E_{ia} - E_{ic})/E_{FID}$  une fois projetés orthogonalement sur la parabole.

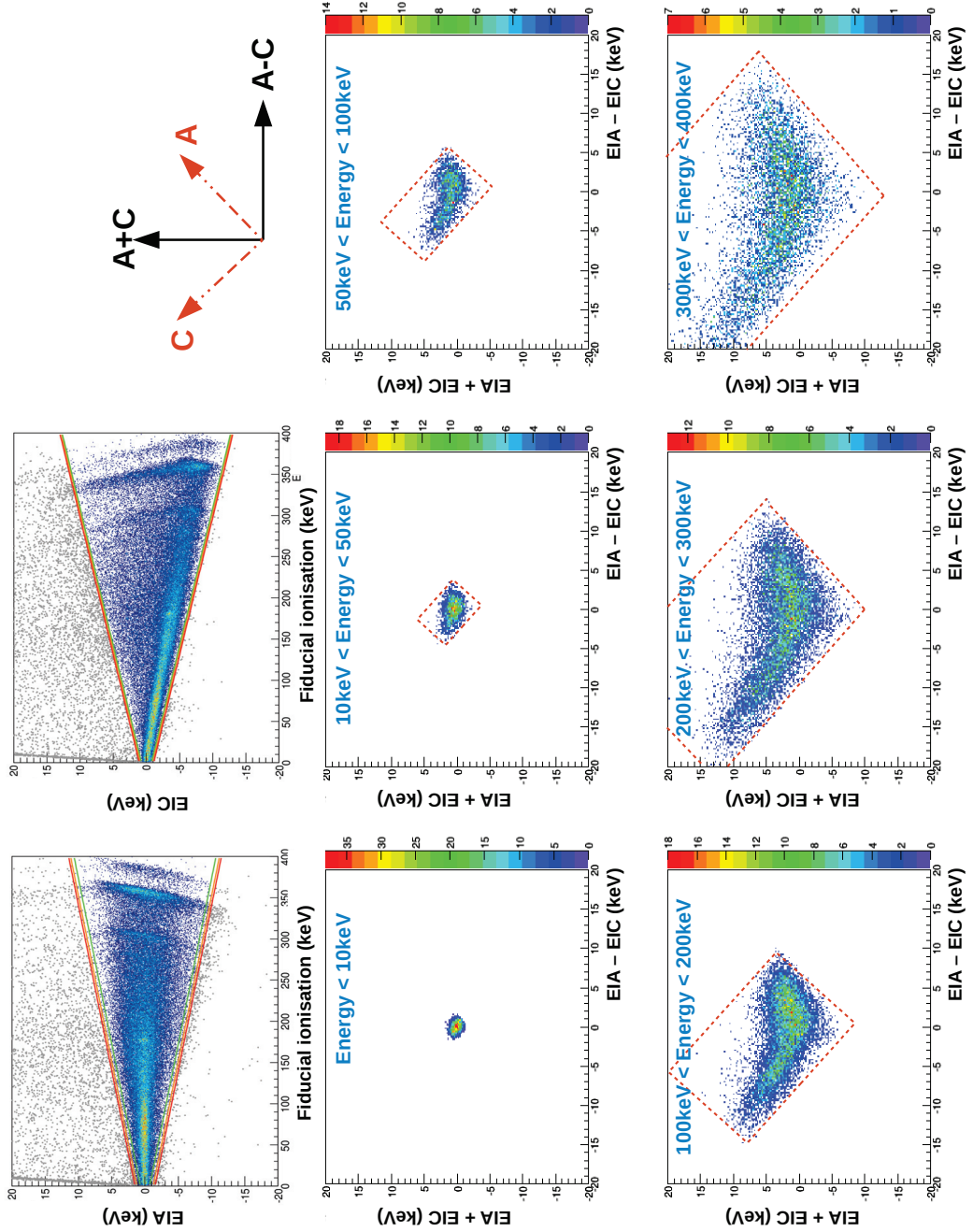


FIGURE 4.15: Effet des coupures fiducielles dans le plan des corrélations inter-vétos. Les deux premiers graphiques (dans le sens de lecture) indiquent les coupures fiducielles sur le veto A et le veto C. Les autres graphiques montrent la distribution des événements dans le plan ( $Eia-Eic, Eia+Eic$ ) pour des événements fiduciels de différentes gammes d'énergie. Les traits pointillés illustrent l'effet des deux coupures fiducielles sur le veto A et le veto C dans le plan ( $Eia-Eic, Eia+Eic$ ).



Ce jeu de coupures ne peut être défini de la sorte qu'à haute énergie car la position des événements dans le plan  $((E_{ia}-E_{ic})/E_{FID}, (E_{ia}+E_{ic})/E_{FID})$  devient aléatoire à basse énergie. Il n'a malheureusement pas été possible de conclure sur l'amélioration ou non du pouvoir de rejet des événements de surface via cette coupure. En effet, la détermination de ce pouvoir de rejet nécessite de soumettre les détecteurs à un nombre important d'événements de surface via l'implémentation de radon dans les capots de cuivre (cf. 2.5.4). En l'absence de Run dédié à cette étude, on ne peut juger des performances des coupures fiducielles que via le pouvoir de discrimination des reculs électroniques. Ce dernier est tel pour les détecteurs utilisés dans cette analyse qu'aucun des  $\sim 556\,000$   $\gamma$  fiduciels enregistrés durant les runs  $^{133}\text{Ba}$  n'a été identifié comme recul nucléaire (cf. 4.6.2). On ne peut donc, à partir de la statistique à disposition, déterminer si ces nouvelles coupures s'avèrent plus performantes. Notons que ces coupures n'ont pas sensiblement amélioré la discrimination des reculs électroniques des détecteurs exclus de l'analyse. C'est pourquoi nous conserverons, pour cette analyse, le jeu de coupures sur  $E_{ia}$ ,  $E_{ic}$  et  $E_{dif}$  avec tout de même quelques modifications :

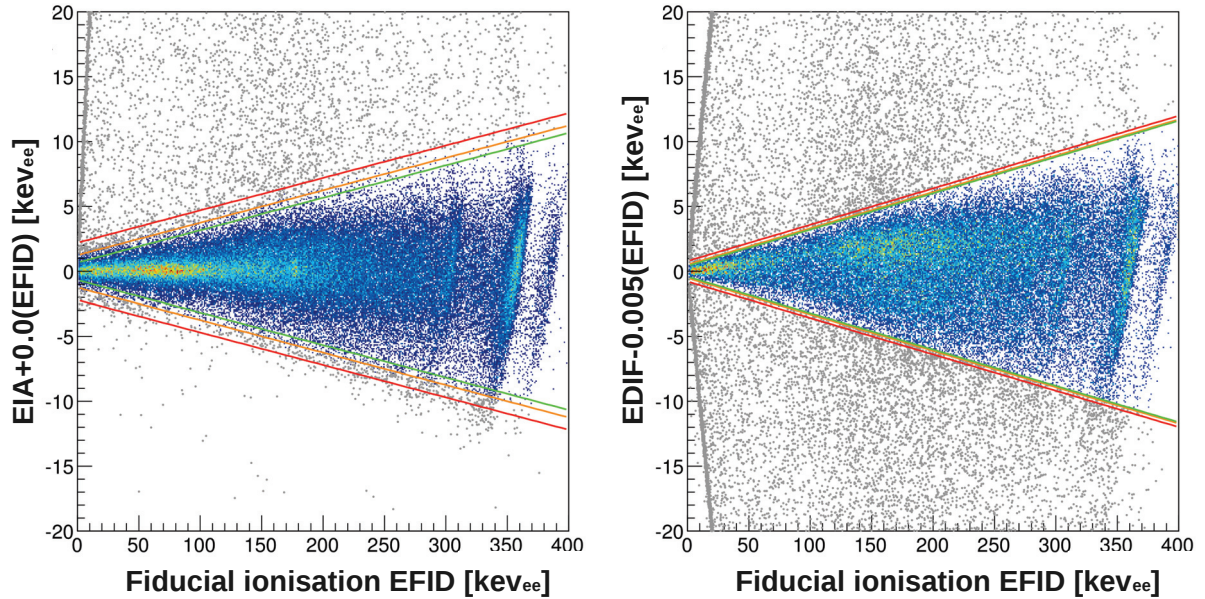


FIGURE 4.16: *Illustration de la sélection fiducielle optimisée heure par heure. Les traits orange indiquent la coupure fiducielle moyenne. Les traits verts et rouges correspondent à la coupure fiducielle dans l'heure présentant respectivement la meilleure et la moins bonne résolutions. Figure de gauche : Coupure sur le veto A. Figure de droite : Coupure sur la différence de collecte de charge Edif.*

Les coefficients  $\alpha_X$  seront déterminés heure par heure par les résolutions lignes de base des voies associées. De cette manière, on s'assure d'une efficacité de sélection de 99% indépendamment des conditions expérimentales. La dispersion en énergie sur  $E_{ia}$ ,  $E_{ic}$  et  $E_{dif}$  n'étant pas gaussienne, on assume une détermination à l'oeil de  $\beta_X$  de manière à assurer une efficacité bien supérieure à 99% ( $\sim 100\%$ ). En ce sens, la définition de la coupure est conser-

vative dans le cadre d'une limite d'exclusion car l'efficacité de la coupure est sous-estimée à haute énergie. Dans le cadre d'une recherche de WIMPs, le biais serait minime car l'efficacité de sélection de la coupure est parfaitement déterminée à basse énergie (99%) et sous-évaluée de moins de 1% à haute énergie. De plus, la recherche de WIMPs se restreint à des énergies de reculs inférieures à 200 keV soit  $\sim 80 \text{ keV}_{\text{ee}}$  en ionisation fiducielle, gamme d'énergie où la coupure est davantage contrainte par  $\alpha_X$  que par  $\beta_X$ .

Les valeurs de  $\alpha_X$  variant d'heure en heure, les coupures fiducielles s'adaptent ainsi aux conditions de résolutions lignes de base des différentes voies, tel qu'on peut le voir en figure 4.16. On visualise, sur cette dernière, les coupures fiducielles effectuées sur Eia et Edif pour un détecteur. Les traits verts (resp. rouges) correspondent aux coupures fiducielles durant l'heure présentant la meilleure (resp. la moins bonne) résolution. Les traits orange illustrent la coupure fiducielle correspondant aux conditions de résolutions moyennes. Sur la figure de gauche, la coupure qualité FWIA  $< 1.5$  a volontairement été retirée pour montrer l'impact des résolutions sur la pureté de la sélection fiducielle. Cela illustre bien la nécessité des coupures sur FWIA, FWIC et FWDI pour s'assurer d'un rejet des événements de surface suffisant à basse énergie.

#### 4.4.2.1 Le volume fiduciel

La détermination du volume fiduciel nécessite de disposer d'événements uniformément répartis dans tout le volume du détecteur. Celui-ci est alors calculé à partir de la proportion des événements qui passent les coupures fiducielles précédemment décrites. On tire avantage du fait que lorsque les détecteurs étaient encore en surface, les isotopes  $^{68}\text{Ge}$  et  $^{65}\text{Zn}$  ont été activés par les rayonnements cosmiques de manière uniforme dans l'absorbeur. Ces radio-isotopes se désintègrent par capture électronique respectivement en  $^{68}\text{Ga}$  et  $^{65}\text{Cu}$ . La réorganisation du cortège électronique se traduit alors par une cascade de rayons X dont la somme des énergies est égale à l'énergie de liaison  $E_j$  de l'électron capturé de la couche  $j \in [K, L]$ . Expérimentalement, la cascade de rayons X s'effectuant en un temps très court devant le temps de montée du pulse, on observe une seule raie dont l'énergie dépend de l'isotope et de la couche orbitale de l'électron capturé. Notons que lors des runs d'Am-Be, l'absorption de neutrons thermiques par le  $^{70}\text{Ge}$  se traduit par la création de l'isotope de  $^{71}\text{Ge}$  qui, lui aussi, se désintègre par capture électronique. Les radio-isotopes formés et les raies issues de leur désintégration sont donnés dans le tableau 4.2. Le ratio (L/K) est de l'ordre de 10% (mesuré à  $0.1175 \pm 0.002$ ) [114].

Par abus de langage, on appellera cosmogéniques les événements issus de la désintégration de ces radio-isotopes. L'identification de la proportion fiducielle de ces cosmogéniques constitue ainsi une mesure du volume fiduciel. Le nombre de cosmogéniques fiduciels est facilement déterminé car on dispose alors du rejet des événements de surface ( $\beta$  et reculs de  $^{206}\text{Pb}$ ) qui constituent le principal fond à basse énergie. On dispose également d'une très bonne résolution, plus particulièrement lorsqu'on utilise les énergies en chaleur  $E_C$  et ionisation fiducielle  $E_{\text{FID}}$  pondérées par les résolutions des voies. La résolution associée varie alors selon les détecteurs entre 500 eV et 750 eV (FWHM à 10.37 keV).



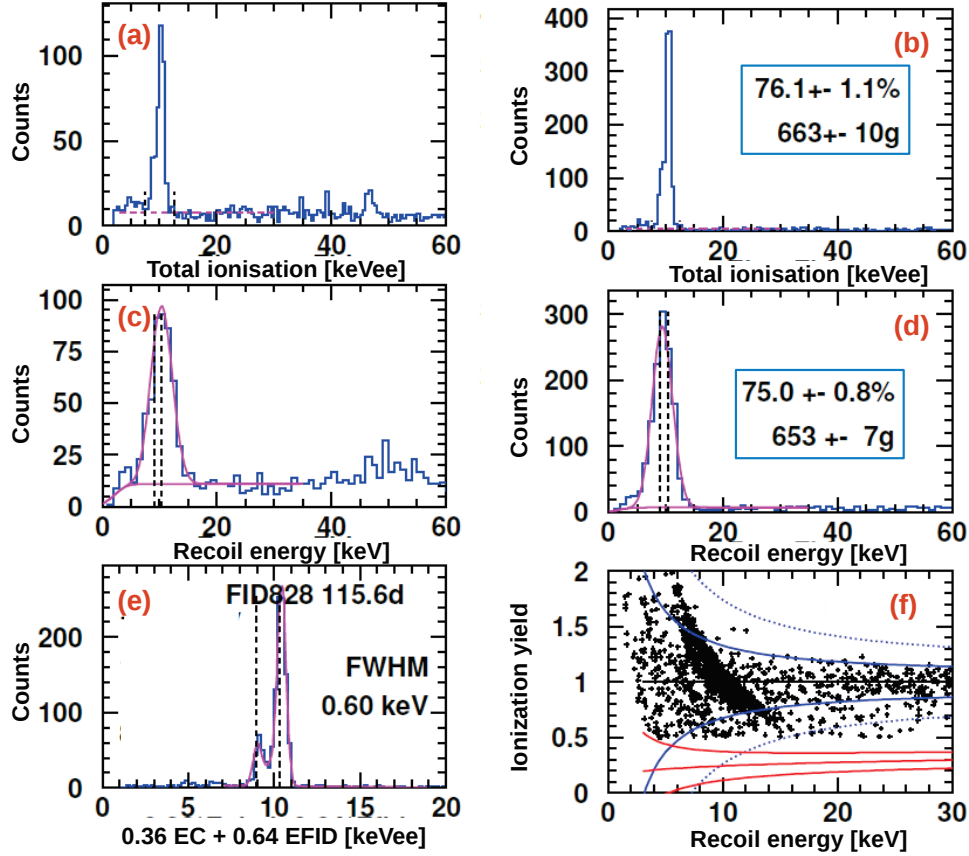


FIGURE 4.17: Méthodologie de la détermination du volume fiduciel. Les données sont celles du détecteur FID821. Les figures (a) et (c) (resp. (b) et (d)) montrent les spectres en énergie ionisation totale et en énergie de recul des événements non fiduciels (resp. fiduciels). La figure (e) montre le spectre en énergie des événements fiduciels obtenu via une pondération des énergies en chaleur et en ionisation fiducielle sur la base des résolutions de ces voies. La figure (f) montre la distribution du quenching en fonction de l'énergie de recul de l'ensemble des événements après application des coupures  $Q > 0.5$  et  $E_I > 5\sigma_{E_I}$ . Les mesures de volume fiduciel et de masse fiducielle obtenues à partir des deux méthodes (voir texte) sont indiquées dans les encadrés.

Les pics cosmogéniques à 8.98 keV et 10.37 keV sont parfaitement distinguables comme on peut le voir en figure 4.17(e) où l'ajustement des pics est effectué en incluant celui à 9.66 keV auquel on est sensible. La détermination du nombre d'événements non fiduciels est plus complexe car on ne dispose alors pas du rejet des événements de surface via les véto. Toutefois, une coupure sur le Quenching  $Q > 0.5$  est effectuée car elle permet de rejeter les reculs de  $^{206}\text{Pb}$  et la plupart des  $\beta$  (cf. fig. 4.17 (f)). Une coupure sur l'ionisation totale  $E_I > 5\sigma_{E_I}$  est par ailleurs appliquée pour rejeter les événements chaleur seule. Malgré ces coupures, le fond reste important comme on peut voir sur les spectres en énergie ionisation totale (cf. fig. 4.17 (a)) et en énergie de recul (cf. fig. 4.17 (c)). Deux méthodes sont ici décrites pour la détermination du volume fiduciel :

Isotope	K-Shell energy	L-Shell energy	Half life
$^{68}\text{Ge}$	10.37 keV	1.30 keV	270.95 d
$^{71}\text{Ge}$	10.37 keV	1.30 keV	11.43d
$^{68}\text{Ga}$	9.66 keV	1.19 keV	67.71m
$^{65}\text{Zn}$	8.98 keV	1.10 keV	243.93d

TABLE 4.2: *Principales raies issues de l'activation cosmogénique de radioisotopes dans l'absorbeur [115].*

La première consiste en un simple comptage du nombre d'événements fiduciels (resp. non fiduciels) compris dans l'intervalle en énergie  $E_I \in [7, 13]$  keV<sub>ee</sub> après soustraction d'un fond plat estimé sur l'intervalle  $[3, 30]$  keV<sub>ee</sub>.

La seconde consiste à ajuster le spectre en énergie de recul  $E_R$  avec une fonction comprenant les deux pics 8.98 et 10.37 keV<sub>ee</sub> et un fond plat, tous deux multipliés par une fonction d'erreur (Erf) pour tenir compte de la perte d'efficacité engendrée par la coupure sur  $E_I$ .

Ces deux méthodes ad hoc présentent, sur la plupart des détecteurs, des mesures compatibles entre elles avec leurs incertitudes. Un volume fiduciel moyen d'environ 75% a été mesuré pour ces détecteurs FID800 dont la masse varie entre 820 et 898 g.

Pour tenir compte du caractère préliminaire de ces mesures de volume fiduciel et s'assurer d'une estimation conservatrice de la limite sur la section efficace, nous considérerons les 17 détecteurs étudiés comme ayant une masse fiducielle de 600g.

### 4.4.3 Rejet des empilements

On rappelle que les signaux de la voie chaleur et de la voie ionisation dite lente sont tous deux enregistrés sur une fenêtre de 2048 ms centrée sur le temps de l'événement. L'amplitude du signal est alors déterminée via l'ajustement d'un pulse de référence aux données sur une largeur de 1800 ms. Si deux événements successifs interviennent dans un laps de temps de  $\sim 1000$  ms, on a alors un empilement qui se traduit par un biais sur l'amplitude mesurée. C'est pourquoi on définit des coupures sur le  $\chi^2$  de l'événement reconstruit pour s'assurer du rejet des empilements. On procède ainsi à la détermination de coupures sur le  $\chi^2$  des événements des voies ionisation et chaleur. On note que les données n'étant pas filtrées via un filtre optimal mais via un filtre Butterworth, le  $\chi^2$  n'est pas normalisé aux conditions de résolutions lignes de base mais uniquement aux nombre de degrés de liberté. Par la suite, lorsque nous évoquerons la valeur du  $\chi_X^2$  d'une voie ( $X \in \{A, B, C, D, \text{NTD}_1, \text{NTD}_2\}$ ), nous nous y référerons implicitement comme au logarithme en base 10 du  $\chi^2$  :  $\chi_X^2 = \log_{10}(\chi^2)$ .

#### 4.4.3.1 Coupures Chi2 ionisation

On propose de définir une coupure  $\chi_X^2$  par voie ionisation ( $X \in \{A, B, C, D\}$ ). On s'appuiera, dans un premier temps, sur la figure 4.18 pour expliquer la méthodologie de la coupure en prenant l'exemple de celle sur le  $\chi_B^2$  de la voie B du détecteur FID 846.

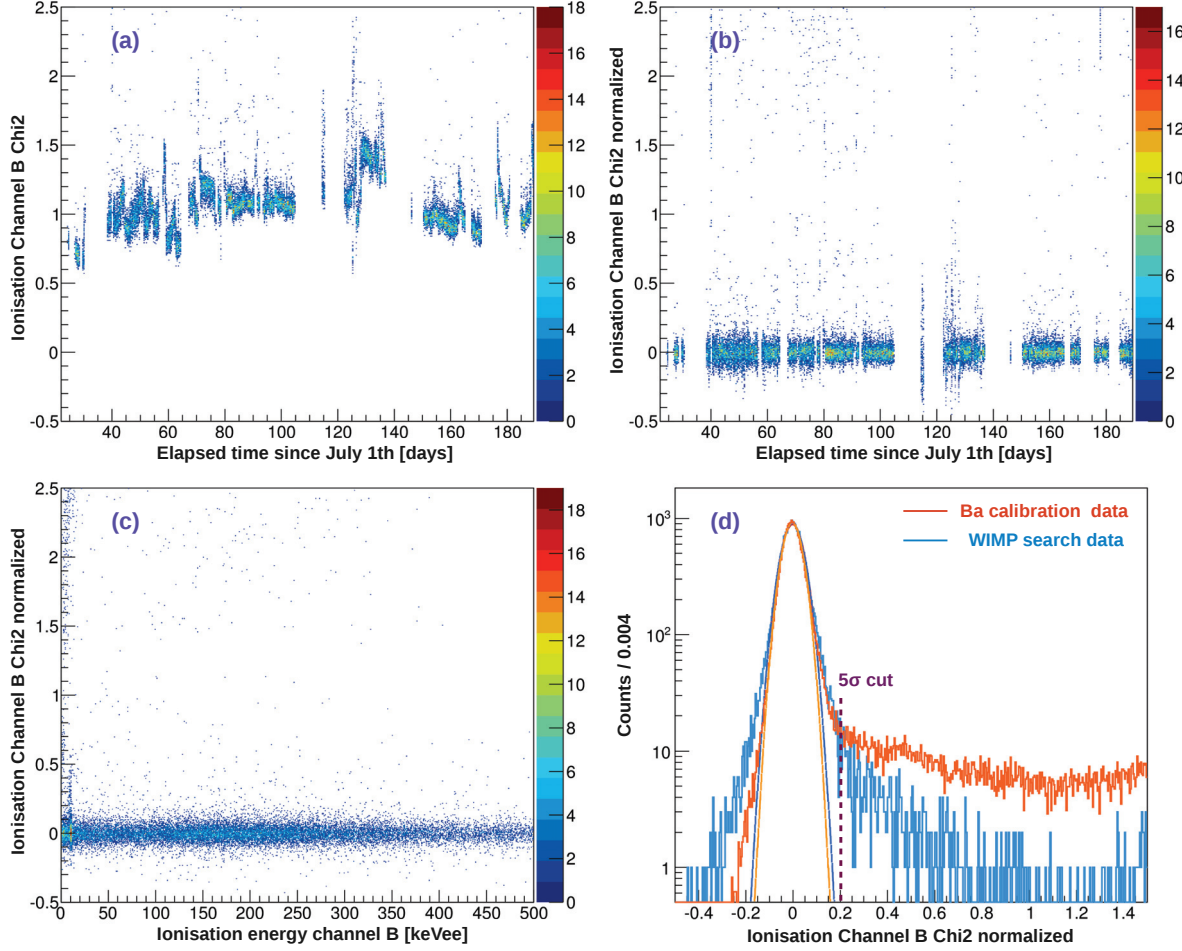


FIGURE 4.18: Méthodologie de la coupure sur le  $\chi^2$  des voies ionisation. Les figures (a) et (b) montrent respectivement l'évolution dans le temps de la distribution du  $\chi^2$  de la voie B avant et après soustraction du  $\chi^2$  moyen dans l'heure. La figure (c) montre la non dépendance du  $\chi^2$  avec l'énergie. Les histogrammes bleu et orange correspondent respectivement au spectre de  $\chi_B^2$  pour le run de recherche de WIMPs et pour le run d'étalonnage  $^{133}\text{Ba}$ . Ce dernier est normalisé de manière à faciliter la comparaison des deux spectres. Les traits orange et bleu correspondent à l'ajustement d'une gaussienne d'écart type  $\sigma$  à chacune des deux distributions. Les traits pointillés violets indiquent la coupure à  $5\sigma$ .

La figure 4.18(a) montre une forte dépendance temporelle du  $\chi_B^2$  moyen. Notons qu'en absolu, la valeur du  $\chi_B^2$  ne donne pas d'indication sur la précision de la détermination de l'amplitude. En effet, les bruits à hautes fréquences vont fortement impacter le  $\chi_B^2$  sans pour autant influencer l'ajustement du pulse qui est effectué sur une large période en temps. Les variations du bruit à haute fréquence sont majoritairement à l'origine de la dépendance temporelle du  $\chi_B^2$  moyen, c'est pourquoi on normalise le  $\chi_B^2$  en soustrayant la valeur moyenne du  $\chi_B^2$  dans l'heure. Ce faisant, on observe (cf. 4.18 (b)) que l'on supprime la dépendance temporelle de cet estimateur. Par ailleurs, Le  $\chi_B^2$  est indépendant de l'énergie déposée (cf. 4.18 (c)) car on dispose d'un pulse de référence dont la forme est indépendante de l'énergie

$(\theta(t - t_0))$ . On dispose ainsi d'une variable  $\chi_B^2$  dont la dispersion est extrêmement bien ajustée par une gaussienne comme on peut le voir sur la figure 4.18(d). Ce dernier graphique montre la distribution du  $\chi_B^2$  normalisé des événements des runs de recherche de WIMPs (resp. d'étalonnage  $^{133}\text{Ba}$ ) via l'histogramme bleu (resp. orange).

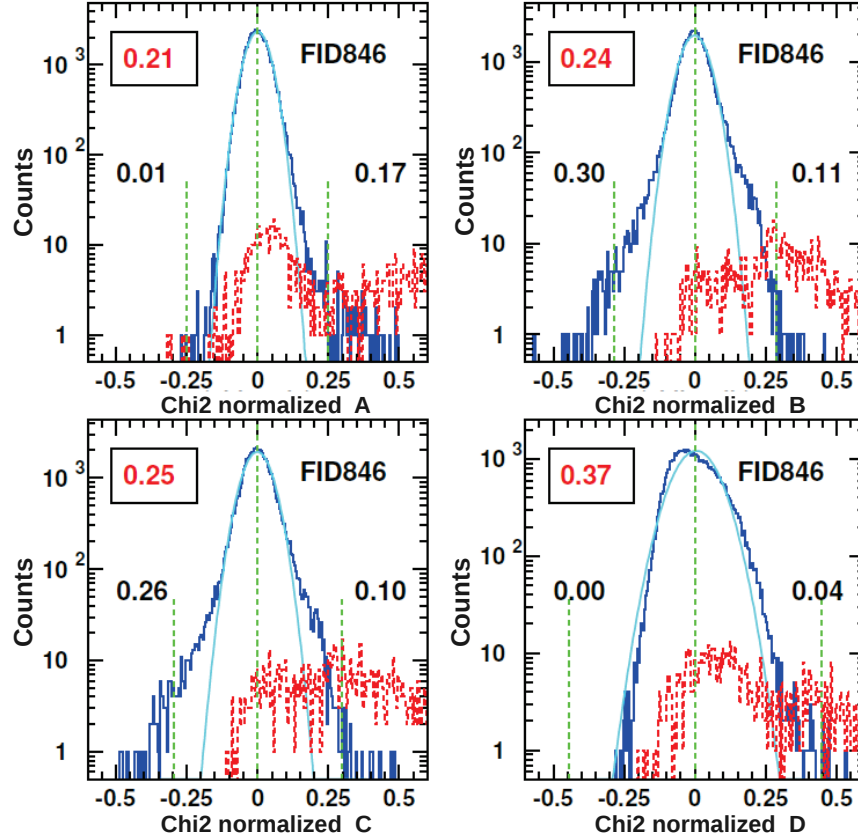


FIGURE 4.19: Méthodologie de l'estimation de l'incertitude systématique liée à l'efficacité de sélection des coupures sur  $\chi^2$  en ionisation. (voir texte).

Le spectre du run  $^{133}\text{Ba}$  a été normalisé pour permettre une comparaison avec le spectre du run de recherche de WIMPs. Le taux d'événements et donc d'empilements est bien plus important en run  $^{133}\text{Ba}$  et se traduit par une proportion plus importante d'événements à haut  $\chi_X^2$ . Les courbes en traits pleins orange et bleu correspondent à l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution correspondante. On définit alors les quatre coupures comme  $\chi_X^2 < \delta_X$  où  $\delta_X$  est la valeur à  $5\sigma$  du centre de la gaussienne ajustée à la distribution de  $\chi_X^2$ . Les coupures obtenues à partir des données  $^{133}\text{Ba}$  sont similaires à celles déterminées à partir des données de recherche de WIMPs.

Les événements sélectionnés pour la détermination de la coupure  $\chi_X^2$  sur la voie X étant ceux qui passent la coupure sur les autres voies, la procédure pour déterminer ces coupures est itérative. Elle converge rapidement (1 ou 2 itérations) vers une valeur de coupure à  $\pm 0.01$ .

On peut se permettre de négliger les corrélations entre les  $\chi^2_X$  des différentes voies pour les événements bien reconstruits car le bruit commun à l'ensemble des voies est soustrait lors de l'ajustement des traces (cf. section 3.4.4). On visualise en figure 4.19 les distributions de  $\chi^2_X$  pour les différentes voies du détecteur FID846 au cours du Run 308. On se référera à la figure correspondant à la voie A (en haut à gauche) pour l'explication.

L'histogramme bleu (resp. rouge) correspond aux événements qui passent (resp. qui sont rejetés) par les coupures sur les 3 autres voies (B,C et D). La courbe en bleu cyan correspond à l'ajustement d'une gaussienne de l'histogramme bleu et les traits pointillés verts aux coupures à  $\pm 5\sigma$ . La valeur à  $5\sigma$  est indiquée en rouge (ici 0.21). La proportion des événements de l'histogramme bleu en deçà (resp. au-delà) des coupures à  $-5\sigma$  (resp.  $+5\sigma$ ) sont indiquées en noir (ici 0.01 et 0.17). Notons qu'on s'attendrait d'une coupure à  $5\sigma$  à une valeur de  $6.10^{-5}\%$ , ce qui n'est pas le cas. On se servira de ces valeurs comme d'une estimation de l'incertitude systématique liée à l'écart à une distribution parfaitement gaussienne ou à une translation du centre de la distribution. Pour la majorité des détecteurs et des voies, cette incertitude systématique est inférieure à 0.1% mais peut occasionnellement atteindre 0.5%. De manière à être conservatif, on prendra cette dernière valeur pour l'ensemble des voies des 17 détecteurs, soit une efficacité de 98% après les quatre coupures.

#### 4.4.3.2 Coupures Chi2 chaleur

Les coupures sur le  $\chi^2$  de l'événement reconstruit pour la voie chaleur sont beaucoup plus complexes car la forme du pulse évolue avec l'énergie et cette dépendance peut varier dans le temps. On peut voir, en figure 4.20, cette dépendance en énergie avant et après normalisation du  $\chi^2$  sur la valeur moyenne du  $\chi^2$  heure par heure. En conséquence, il est impossible, à haute énergie, d'effectuer un ajustement gaussien de la distribution qui tienne compte de la dépendance en énergie. On pourrait envisager des coupures optimisées à l'oeil telles qu'illustrées par les traits pointillés rouges. Toutefois, de telles coupures s'avèrent relativement peu performantes et nécessitent de s'assurer à chaque run que la distribution n'a pas changé, sans quoi on s'expose à une perte d'efficacité de sélection des événements bien reconstruits. Durant cette analyse, les coupures sur le  $\chi^2$  étaient simplement déterminées sur deux intervalles d'énergie telles que :

$$\chi^2_{NTDX} < \delta_{min1} + \delta_{max1} \times E_{CX} \quad \text{si} \quad E_{CX} < 200 \quad (4.14)$$

$$\chi^2_{NTDX} < \delta_{min2} + \delta_{max2} \times E_{CX} \quad \text{si} \quad E_{CX} > 200 \quad (4.15)$$

Ces coupures sont illustrées en traits pleins orange sur la figure 4.20 de droite. L'efficacité de ces coupures est difficile à déterminer à moins de procéder à une coupure très laxiste permettant d'approximer une efficacité de 100% de sélection des événements bien reconstruits. Cependant, le pouvoir de rejet des empilements est fortement atténué dans ces conditions. C'est pourquoi ces coupures ne sont utilisées que pour les données d'étalonnage  $^{133}\text{Ba}$  au cours desquelles le taux d'empilements est conséquent (voir figure 4.18) et où la connaissance de l'efficacité de sélection de la coupure n'est pas nécessaire.



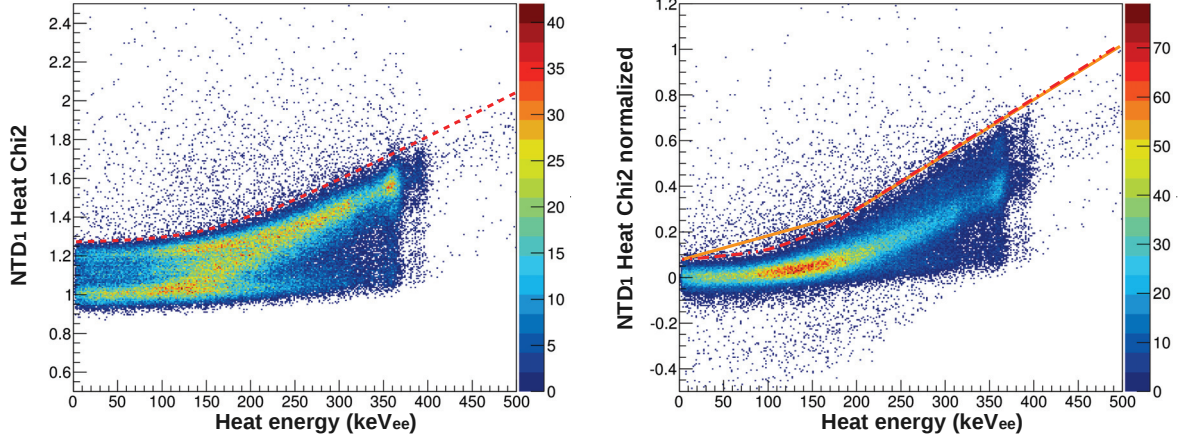


FIGURE 4.20: Méthodologie de la coupure sur le  $\chi^2$  des voies en chaleur. Les figures de gauche et de droite montrent respectivement la dépendance en énergie du  $\chi^2$  des événements avant et après soustraction du  $\chi^2$  moyen dans l'heure. Les traits pointillés rouges indiquent la coupure la plus optimale réalisable. Les traits pleins orange sur la figure de droite indiquent la coupure telle qu'elle est réalisée dans cette étude.

## 4.5 Détermination de l'exposition

Le calcul de l'exposition (en kg.jours) des différents détecteurs nécessite tout d'abord de déterminer le temps d'exposition (en jours) durant lequel les données peuvent être considérées comme utilisables pour une recherche de WIMPs. On rappelle que les coupures qualité sur le point magique MP(90%) et sur les résolutions lignes de base FWIA, FWIC et FWDI sont adaptatives puisque leurs valeurs sont recalculées toutes les heures. Une heure d'exposition sera ajoutée à notre mesure de l'exposition totale dès lors qu'au moins un dépôt d'énergie aura eu lieu dans le détecteur via la condition  $E_{\text{FID}} > 2 \times \text{FWF}$  et  $EC > 1.5 \times \text{FWC}$ . On s'assure ainsi que le détecteur était à priori apte à détecter des WIMPs durant cet intervalle de temps  $\Delta T = 1\text{h}$ . La valeur de  $\Delta T$  choisie résulte d'un compromis entre la sous-estimation (resp. surestimation) du temps d'exposition qu'engendre une valeur de  $\Delta T$  trop faible ou trop élevée. En effet, le faible taux d'événements physiques ( $\sim 30/h$ ) se traduit par une probabilité non nulle de n'en observer aucun dans l'intervalle de temps  $\Delta T$  si celui-ci est trop faible : l'exposition serait alors sous-évaluée. À l'opposé, une valeur de  $\Delta T$  trop élevée reviendrait à comptabiliser les périodes durant lesquelles l'acquisition est arrêtée. La figure 4.21 montre l'influence de la valeur de  $\Delta T$  sur la détermination de l'exposition du détecteur FID846. On en déduit une incertitude systématique conservatrice de 5% sur la mesure de l'exposition des détecteurs avant soustraction des temps morts.

### 4.5.0.3 Temps morts

Les temps morts correspondent aux périodes de temps durant lesquelles l'interaction d'un WIMP dans les détecteurs n'aurait pu être détectée. Un temps mort est associé aux procédures de maintenance (cf. section 2.6.1.1) qui servent à polariser les détecteurs et les



FETs. Ces procédures périodiques (1/5000 Hz au début du run) ont été effectuées à une fréquence moindre à compter du 2 Octobre (1/10000 Hz). Compte tenu de la durée de ces opérations (175 s avant le 2 Octobre et 110 s depuis), le temps mort associé est ainsi de 3.5% (resp. de 1.1% après cette date). La compensation périodique des FETs pour éviter leur saturation était effectuée à une fréquence de 1/32 Hz (resp. 1/64 Hz après le 2 Octobre) et engendrait un temps mort de 6.2% (resp. 3.2% après cette date). Un temps mort est également associé au taux de déclenchement (RATE). En effet, on rejette tout événement pour lequel le détecteur avait déclenché dans les 600 ms. Ce temps mort est ainsi donné par  $0.6s \times \text{RATE}$  et vaut en moyenne 2.5%.

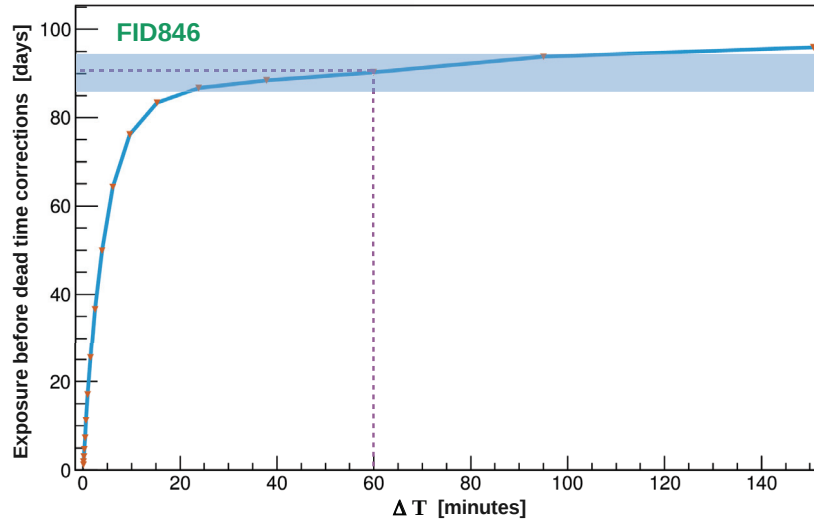


FIGURE 4.21: Influence de  $\Delta T$  sur la détermination de l'exposition. Les marqueurs orange correspondent à l'exposition mesurée avant correction des temps morts via la méthode décrite dans le texte pour différentes valeurs de  $\Delta T$ . La courbe bleue correspond à une interpolation linéaire entre les mesures. Les traits pointillés mauves indiquent la valeur de  $\Delta T$  choisie et l'exposition correspondante. La zone bleutée indique l'intervalle à  $\pm 5\%$  de l'exposition mesurée avec  $\Delta T = 1h$ .

#### 4.5.0.4 Efficacités

Par le choix que nous avons fait de définir un seuil d'analyse adaptatif tel que  $E_R > MP(90\%)$ , nous avons considérablement simplifié l'étude car il convient, en temps normal, de déterminer pour chaque détecteur l'efficacité du seuil de déclenchement  $\epsilon_{th}(E_C)$ . On propose ici d'explicitier la méthode permettant de déterminer cette efficacité et, par la même occasion, de montrer que l'on peut considérer dans notre cas  $\epsilon_{th} = 1$  sur l'intégralité de la gamme en énergie de recul prise pour l'analyse.

L'efficacité de seuil de déclenchement pour une valeur de seuil KTH donnée peut être simplement déterminée analytiquement. Il s'agit de la convolution d'un Heaviside  $\theta(E_C - KTH)$  avec une gaussienne d'écart type  $\sigma_{Samba}$  où  $\sigma_{Samba}$  correspondant à la résolution lignes de

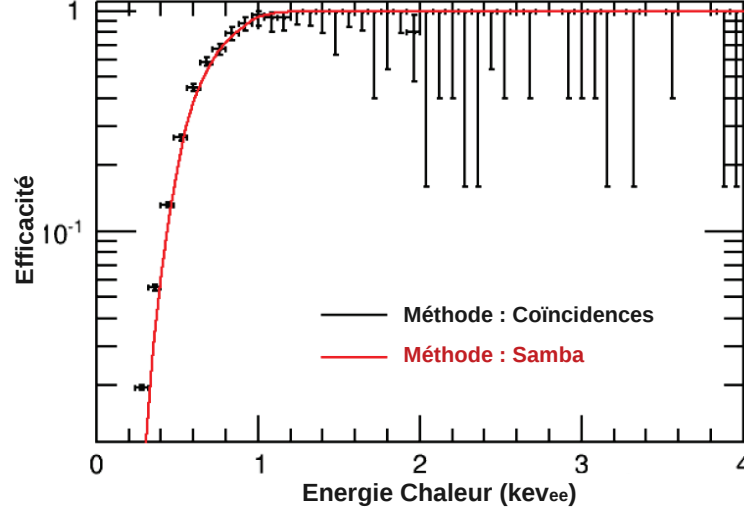


FIGURE 4.22: Efficacité de déclenchement en ligne du détecteur FID837. La dépendance en énergie chaleur de l'efficacité est estimée à la fois en utilisant les coïncidences entre détecteurs (en noir) et analytiquement via l'équation (4.16) sur la base des résolutions chaleur et de la valeur du seuil heure par heure.

base en chaleur obtenue via les filtres utilisés par SAMBA. On supposera, par la suite, qu'on peut approximer  $\sigma_{Samba} = \sigma_{EC}$ . L'efficacité de seuil de déclenchement est alors donnée par l'équation suivante :

$$\epsilon_{th}(E_C) = \frac{1}{2} \left( \text{Erf} \left( \frac{E_C - KTH}{\sqrt{2}\sigma_{E_C}} \right) + 1 \right) \quad (4.16)$$

Pour un seuil de déclenchement fixe, l'efficacité associée  $\epsilon_{th}(E_C)$  peut être simplement obtenue à partir de l'étude des coïncidences entre deux détecteurs voisins que l'on notera A et B. On s'intéresse à l'efficacité  $\epsilon_{th}(E_C)$  du détecteur A. On construit alors deux spectres en énergie :  $S_B$  et  $S_{AB}$ .  $S_B$  correspond au spectre en énergie chaleur des événements pour lesquels le détecteur B a déclenché et  $S_{AB}$  à celui où le détecteur A a également déclenché. L'efficacité de déclenchement du détecteur A est alors simplement donnée par le rapport des spectres  $S_{AB}/S_B$ .

La figure 4.22 montre l'équivalence des deux méthodes précédemment décrites. La formule analytique est représentée par la courbe rouge et la méthode des coïncidences est représentée par l'histogramme noir avec ses barres d'erreur associées. Etant donné que le seuil est adaptatif, il convient, en principe, de déterminer via l'une ou l'autre des deux méthodes la courbe d'efficacité pour différentes périodes où les seuils étaient équivalents. On pondère alors les différentes courbes d'efficacité obtenues en fonction de l'exposition correspondant à ces différentes périodes.

Dans notre cas, étant donné que le point magique est contraint par les valeurs de seuil de déclenchement et de résolution en chaleur ( $E_C > KTH + (3/2.576) \times FWC$ ), on s'assure

d'une efficacité de seuil supérieure à 99.87% quelle que soit la valeur du seuil de déclenchement via la condition  $E_R > MP(90\%)$ . On considérera par la suite que l'on dispose d'une efficacité  $\epsilon_{th}(E_C) = 1$ .

Si la masse fiducielle des détecteurs était connue et utilisée dans la détermination de l'exposition fiducielle, il conviendrait de tenir compte de la perte d'efficacité induite par les coupures fiducielles. Toutefois, le volume fiduciel étant déterminé à partir de la proportion des cosmogéniques qui passent la sélection fiducielle, cette inefficacité de coupure est déjà prise en compte dans le calcul de la masse fiducielle. On rappelle que les coupures sont déterminées telles que l'efficacité de sélection des événements fiduciels est sensiblement équivalente à toute énergie  $\epsilon_{fid} \in [99, 100]\%$ . Par ailleurs, cette efficacité de sélection à 10 keV est incluse dans la détermination de la masse fiducielle. Nous sommes donc conservatifs en associant une masse fiducielle de 600 g et en considérant l'efficacité de sélection fiducielle comme étant  $\epsilon_{fid} = 1$ .

L'ensemble des détails de l'analyse ayant été présenté, nous allons maintenant aborder les résultats obtenus au cours du Run308.

## 4.6 Résultats du Run308

Sur la base des 17 détecteurs sélectionnés pour l'analyse et en considérant une masse individuelle fiducielle de 600 g, l'exposition cumulée après application des différentes coupures qualité est de 772 kg.jours pour un seuil d'analyse inférieur ou égal à 20 keV. L'exposition cumulée en fonction du seuil d'analyse est visible en figure 4.23 et représentée par la courbe bleue. La courbe orange correspond à l'exposition une fois pris en compte les divers temps morts et l'efficacité des coupures  $\chi^2$  qui se traduisent typiquement par une perte de 11% de l'exposition. Enfin, la courbe rouge correspond à l'exposition finale prenant en considération l'acceptance à 86% de la zone de recul nucléaire à 90%CL. On note que le seuil d'analyse moyen est de  $\sim 9.0$  keV avec une exposition non nulle jusqu'à  $\sim 6.6$  keV. Ces performances sont à comparer avec la précédente analyse de données de l'expérience EDELWEISS-II [60] qui avait été effectuée avec un seuil d'analyse fixe à 20 keV.

### 4.6.1 Données de recherche de WIMPs

On représente, sur la figure 4.24, le taux d'ionisation  $Q$  des événements qui passent l'intégralité des coupures en fonction de l'énergie de recul. Les zones de reculs électroniques et nucléaires à 90%CL sont représentées en traits pleins bleus et rouges. La zone de reculs électroniques à 99.98%CL est représentée en traits pointillés bleus. Ces zones sont représentées sur la base des résolutions moyennes de l'ensemble des détecteurs. Il en va de même de la coupure sur les événements chaleur seule requérant  $E_{FID} > 2 \times FWF$  qui est illustrée en vert. Toutefois, cette coupure ainsi que les zones de reculs sont définies heure par heure sur la base des résolutions durant cet intervalle de temps. Les événements représentés par des points bleus sont les événements situés à la fois en dessous de la zone de reculs électroniques à 99.98%CL et en dehors de la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Ces événements

sont respectivement représentés par des points en bleu clair et bleu foncé selon qu'ils sont identifiés ou non en coïncidence avec un ou plusieurs détecteurs. Les événements représentés par des points de couleurs différentes sont ceux localisés dans la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Les événements représentés en violet sont les événements en coïncidence avec un ou plusieurs autres détecteurs. Les événements représentés en vert sont ceux en coïncidence avec le veto muon. Pour ces deux catégories d'événements, on peut exclure le fait qu'il s'agisse de WIMPs. Les événements restants représentés en rouge sont des reculs nucléaires identifiés comme simples.

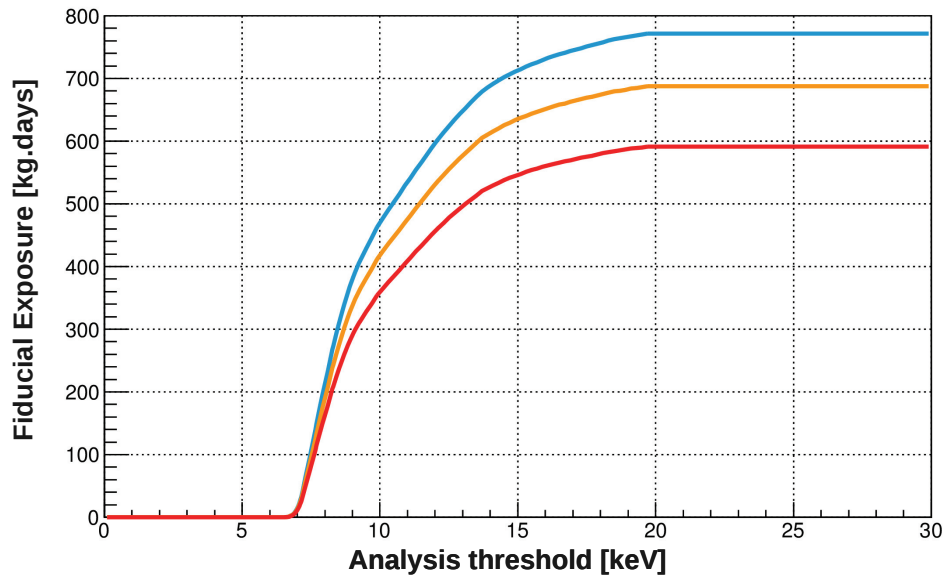


FIGURE 4.23: *Exposition fiducielle cumulée de 17 détecteurs en fonction du seuil d'analyse (point magique). La courbe bleue correspond à l'exposition fiducielle après application des coupures qualité. La courbe orange indique l'exposition une fois les temps morts pris en compte. La courbe rouge correspond à l'exposition finale en considérant l'acceptance de la zone de recul nucléaire.*

Tout d'abord, on constate que la zone de reculs nucléaires est très fortement peuplée. Parmi les 17 événements mesurés (référéncés dans la table 4.3), cinq sont en coïncidence à la fois avec le veto muon et avec plusieurs autres détecteurs. Il s'agit donc de neutrons induits par des muons et dont on note que leur nombre est compatible avec les simulations [116]. Bien que ces événements puissent être rejetés de la liste des candidats WIMPs potentiels, il reste cependant 12 événements dans la zone de reculs nucléaires. Pour être exact, il y a en réalité 11 événements car deux d'entre eux sont des reculs nucléaires en coïncidence dans deux détecteurs pouvant être associés à un seul et même événement. Parmi ces 11 événements, 6 sont identifiés en coïncidence et 5 sont considérés comme des reculs nucléaires simples. Etant donné qu'on ne peut individuellement distinguer un recul nucléaire engendré par un

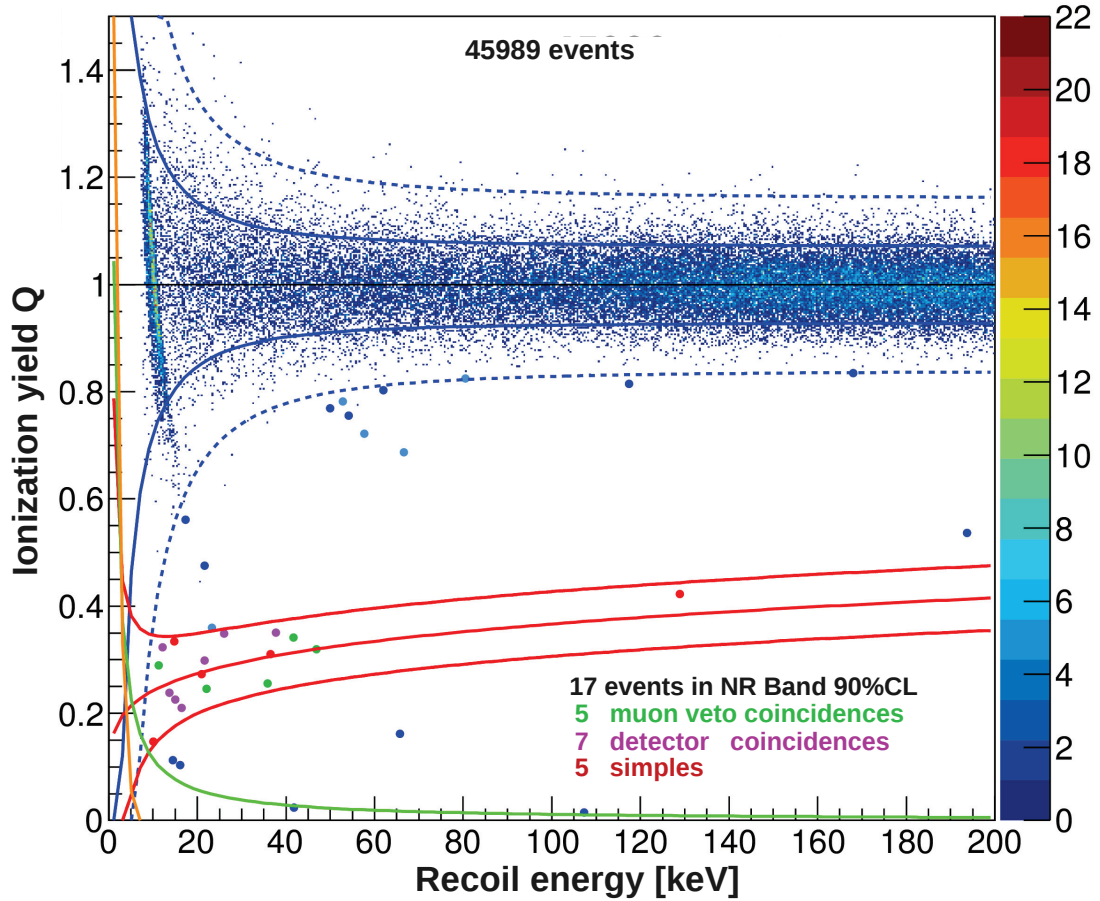


FIGURE 4.24: Distribution dans le plan  $(E_R, Q)$  des événements mesurés dans 17 détecteurs FID durant le run de recherche de WIMPs. Les traits pleins en rouge indiquent la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Les traits pleins (resp. pointillés) en bleu indiquent la zone de reculs électroniques à 90%CL (resp. 99.98%CL). Ces zones sont représentées sur la base des résolutions moyennes des détecteurs au cours du Run mais sont déterminées heure par heure. Les points bleus correspondent aux événements se situant à la fois en dessous de la zone de reculs électroniques à 99.98%CL et en dehors de la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Ceux-ci sont représentés en bleu clair en cas de coïncidence avec un ou plusieurs autres détecteur(s). Les points rouges verts et violets correspondent aux événements localisés dans la zone de reculs nucléaires. Les événements représentés en vert (resp. en violet) sont ceux en coïncidence avec le veto muon (resp. avec un ou plusieurs autres détecteurs). Les événements identifiés en coïncidence avec le veto muon sont également identifiés en coïncidence avec au moins un autre détecteur. Les événements représentés en rouge correspondent à ceux identifiés comme des reculs nucléaires simples.

neutron de celui engendré par un WIMP, ces cinq événements sont des candidats WIMPs potentiels. Les simulations EDELWEISS les plus récentes [79] indiquent qu'un fond neutron de 4.8 événements (dont 1.4 simples) est attendu pour une exposition fiducielle totale<sup>2</sup> de 5431 kg.jours avec un seuil d'analyse à 10 keV. On en déduit pour les  $\sim 700$  kg.jours de données<sup>2</sup> du Run308, un nombre de neutrons attendu de l'ordre de 0.6. On constate que le nombre d'événements observés est de plus d'un ordre de grandeur supérieur à celui attendu. La proportion d'événements simples observés de  $5/17 \sim 29\%$  est toutefois compatible avec celui attendu par un fond neutron  $\sim 29\%$ . Il semble que ce dernier ait ainsi été largement sous-estimé dans les simulations et mette au jour la présence d'une source encore non identifiée dans le dispositif expérimental de l'expérience.

TABLE 4.3: Liste des événements dans la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Les événements en coïncidence avec le véto muon sont représentés en vert et les reculs nucléaires simples en rouge. Les colonnes indiquent respectivement : le détecteur, la date de l'événement (en jours depuis le premier Juillet 2014), le taux d'ionisation, l'énergie de recul, le numéro de l'événement, le numéro du Run et la multiplicité de l'événement (coïncidences entre détecteurs).

FID	JOUR	Q	E <sub>R</sub>	event number	RUN	MULT
823	40.3	0.34	14.90	23268	oh09a010	1
842	43.0	0.35	37.68	27442	oh12c002	2
838	45.2	0.42	128.80	24776	oh14b000	1
828	48.4	0.24	13.96	9051	oh18a000	3
839	50.4	0.27	20.97	1797	oh20b000	1
846	54.9	0.25	22.07	39013	oh24c000	12
823	61.6	0.21	16.68	16675	oh31a000	2
824	91.6	0.14	10.06	20159	oi30a000	1
841	122.9	0.26	35.68	57	oj31c004	6
841	128.4	0.34	41.87	2569	ok06c000	3
823	128.4	0.29	11.30	1920	ok06a000	3
842	151.1	0.31	36.68	26417	ok28c000	1
845	151.4	0.35	26.38	40106	ok28c000	2
828	152.3	0.30	21.71	8340	ok29a002	3
823	157.6	0.32	46.94	650	ol05a000	13
821	185.8	0.23	14.99	4987	pa02c000	2
839	185.8	0.32	12.15	1685	pa02b000	2

#### 4.6.2 Données d'étalonnage Baryum

Les runs d'étalonnage  $^{133}\text{Ba}$  sont également utiles pour déterminer le pouvoir de rejet  $\gamma$  des détecteurs FIDs. Lors du run de commissioning de l'expérience EDELWEISS-III, pas un seul des 410000  $\gamma$  qui avaient été mesurés n'avait été identifié comme un recul nucléaire.

2. Exposition fiducielle sans prendre en compte l'acceptance de la zone de reculs nucléaires



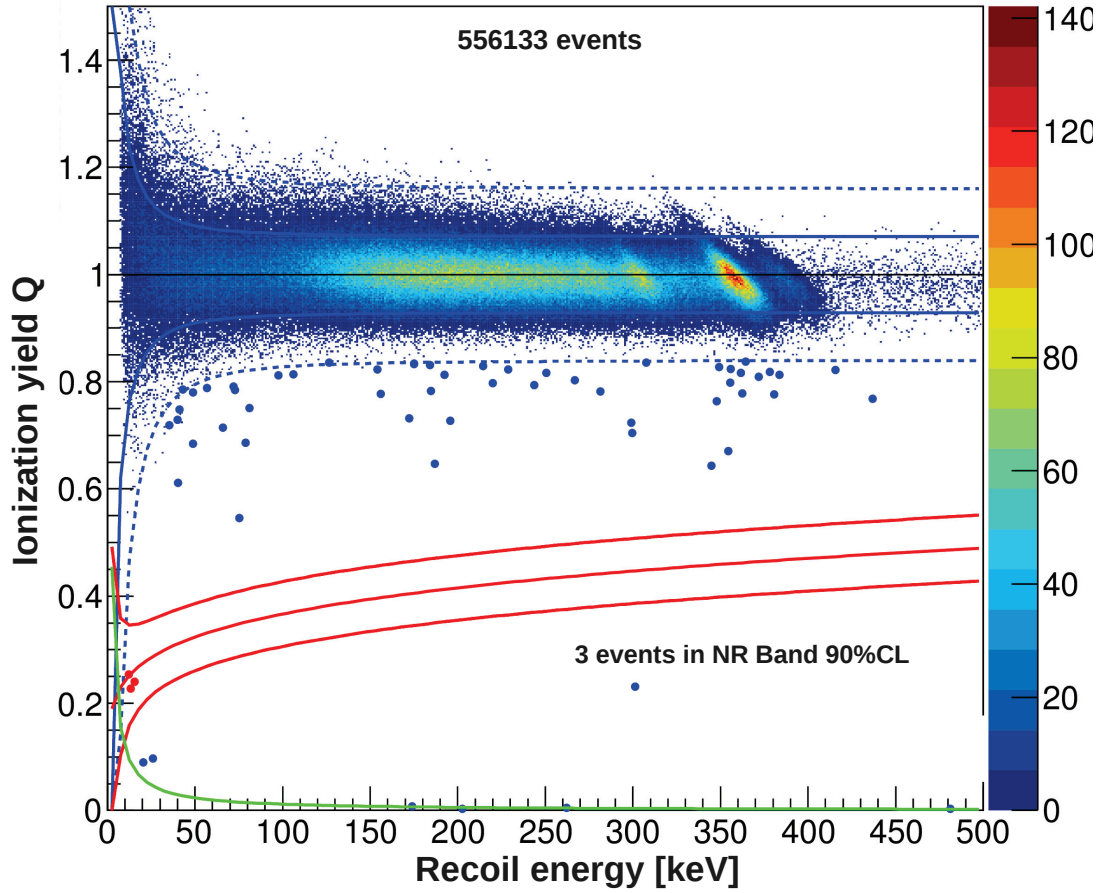


FIGURE 4.25: Distribution dans le plan  $(E_R, Q)$  des événements mesurés dans 17 détecteurs FID durant le run d'étalonnage  $^{133}\text{Ba}$ . Les traits pleins en rouge indiquent la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Les traits pleins (resp. pointillés) en bleu indiquent la zone de reculs électroniques à 90%CL (resp. 99.98%CL). Ces zones sont représentées sur la base des résolutions moyennes des détecteurs au cours du Run mais sont déterminées heure par heure. Les points bleus correspondent aux événements se situant à la fois en dessous de la zone de reculs électroniques à 99.98%CL et en dehors de la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Les 3 événements dans la zone de recul nucléaire à 90%CL représentés en rouge sont des coïncidences. Il s'agit, en réalité, d'un seul et même événement ayant donné lieu à des reculs nucléaires dans trois détecteurs différents.

Il avait été ainsi possible de déterminer à 90%CL que moins de 2.3 événements étaient attendus comme étant mal identifiés tous les 410000 événements, ce qui correspond à un pouvoir de rejet  $< 5, 6.10^{-6}$ . On s'intéresse ici à déterminer le pouvoir de rejet  $\gamma$  sur la base des données  $^{133}\text{Ba}$  cumulées lors du Run308. On représente, en figure 4.25, la distribution du taux d'ionisation des 556133 événements mesurés en fonction de leur énergie de recul. Seuls les événements ayant une énergie comprise entre le seuil d'analyse variable et 500 keV y sont représentés. Les zones de reculs nucléaires et électroniques sont les mêmes que pour la figure 4.24. Les événements représentés en bleu sont les événements se situant à la fois en dehors de la zone de reculs électroniques à 99.98%CL et de la zone de reculs nucléaires à 90%CL. Les 3 événements représentés en rouge sont les événements localisés dans la zone de reculs nucléaires. Il s'agit en réalité d'un événement triple identifié comme trois reculs nucléaires dans différents détecteurs. Il apparaît extrêmement improbable qu'un  $\gamma$  engendre ce type d'événement. Par ailleurs, compte tenu de l'exposition cumulée au cours des runs  $^{133}\text{Ba}$ , l'observation d'un neutron est compatible avec le nombre vraisemblable de neutrons détectés dans les runs de recherche de WIMPs. On considère, en principe, tout événement identifié comme recul nucléaire au cours des runs  $^{133}\text{Ba}$  comme un  $\gamma$  mal identifié. Cependant, compte tenu du fond neutron important, il convient de définir une coupure permettant à la fois de rejeter une fraction conséquente de ce fond sans pour autant perdre notre statistique  $\gamma$ . C'est pourquoi on rejette tout événement identifié en coïncidence avec un recul nucléaire de surface ou de volume. Cette coupure se traduit par une très faible inefficacité de sélection des  $\gamma \sim 1.5\%$  et permet de rejeter l'événement triple observé. Le pouvoir de rejet  $\gamma$  a ainsi pu être déterminé à 90%CL  $< 4, 2.10^{-6}$ .

### 4.6.3 Détermination d'une limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon

On propose, dans cette section, de déterminer une limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon à partir des données analysées. Différentes méthodes couramment employées par les expériences de détection directe de matière noire seront présentées : la méthode de Poisson, la méthode du Maximum Gap et la méthode de l'Optimum Interval. Nous verrons comment chacune d'elle traite la présence de fonds inconnus.

#### 4.6.3.1 La méthode de Poisson

La méthode la plus simple pour calculer une limite d'exclusion consiste à utiliser les propriétés statistiques de la loi de Poisson. Seule l'information sur le nombre d'événements observés  $N_{obs}$  dans la zone de recul nucléaire est nécessaire à la détermination de la limite d'exclusion. Cette méthode est conservative au sens où chaque événement mesuré sera considéré comme un WIMP. Exclure une section efficace  $\sigma$  avec un niveau de confiance  $\alpha$  revient à affirmer que si les WIMPs avaient une section efficace  $\sigma$ , la probabilité  $p$  pour qu'une expérience aléatoire exclut une section efficace inférieure à  $\sigma$  est donnée par  $p \leq 1 - \alpha$ . On souhaite déterminer la section efficace la plus élevée pour laquelle cette relation est vérifiée, soit la section efficace pour laquelle  $p = 1 - \alpha$ . La correspondance entre la section efficace  $\sigma$  et le nombre d'événements attendus  $\mu$  suit une loi linéaire. On transpose ainsi aisément le problème en une détermination, à partir de la loi de Poisson, du nombre d'événements

attendu  $\mu$  pour lequel la probabilité d'observer un nombre inférieur ou égal à  $N_{obs}$  est telle que  $p = 1 - \alpha$ .

La loi de poisson nous donne la probabilité  $p(N, \mu)$  d'observer  $N$  événements lorsque  $\mu$  événements sont attendus via la relation suivante :

$$p(N, \mu) = e^{-\mu} \frac{\mu^N}{N!} \quad (4.17)$$

La probabilité d'observer un nombre inférieur ou égal à  $N_{obs}$  événements lorsque  $\mu$  événements sont attendus est donnée par :  $p(0, \mu) + p(1, \mu) + \dots + p(N_{obs}, \mu)$ . On obtient ainsi la relation suivante :

$$1 - \alpha = e^{-\mu} \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{\mu^n}{n!} \quad (4.18)$$

Un intervalle de confiance  $\alpha = 90\%CL$  est couramment employé par les expériences de détection directe de matière noire. En l'absence d'événement observé, on montre aisément via l'équation 4.18 que le nombre d'événements exclus à 90%CL vaut  $\mu_{excl} = 2.3$ . Il s'agit là de la meilleure sensibilité qu'une expérience puisse atteindre pour une exposition donnée en l'absence de fonds.

#### 4.6.3.2 La méthode du Maximum Gap

En présence d'un bruit de fond, il est possible d'obtenir une meilleure limite d'exclusion que celle obtenue par Poisson. Lorsque la forme spectrale du bruit de fond est connue, par exemple, il est possible de le soustraire de manière statistique via une analyse par maximum de vraisemblance. Ce type d'analyse, qui sera présenté au chapitre 5, ne peut cependant être employé en présence d'un bruit de fond inconnu. On a alors recours à l'une des deux méthodes élaborées par S. Yellin [117] pour optimiser la limite d'exclusion : les méthodes du Maximum Gap et de l'Optimum Interval.

Pour expliquer la méthode du Maximum Gap, nous nous appuierons sur la figure 4.26. Sur cette dernière est représenté en trait plein le spectre en énergie de recul des WIMPs pour une masse, une section efficace et une exposition données. Les carrés représentés sur l'abscisse symbolisent l'énergie de recul des événements observés dans la zone de reculs nucléaires pouvant tous être interprétés comme des événements WIMP. On notera par la suite  $x_i$  le nombre d'événements attendu par l'intégrale du spectre  $dN/dE_R$  dans l'intervalle entre l'événement d'énergie  $E_i$  et  $E_{i+1}$  tel que représenté sur la figure :

$$x_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dN}{dE_R} dE_R \quad (4.19)$$

La méthode du Maximum Gap consiste à tirer avantage d'une situation telle que celle figurée où il semble peu probable que le spectre théorique du signal puisse expliquer l'ensemble des événements détectés. On observe, en effet, sur cette illustration, un nombre d'événements conséquemment plus important à basse énergie qu'à haute énergie en comparaison avec ce que le spectre théorique suggérerait. Vraisemblablement, nous obtiendrons une meilleure limite en restreignant l'analyse sur un intervalle en énergie où peu d'événements ont été observés

malgré une intégrale du spectre importante. On ne peut cependant pas simplement choisir un intervalle en énergie à posteriori et appliquer la méthode de Poisson sur cet intervalle sans quoi la limite serait biaisée : on imagine le cas extrême où, sur la base des données observées, on choisirait l'intervalle  $[E_i, E_{i+1}]$  représenté sur la figure 4.26 en décrétant n'observer aucun événement et exclure ainsi à 90%CL la section efficace correspondant à  $x_i = 2.3$  événements. La limite serait alors bien évidemment sous-estimée (trop forte) par rapport aux données observées.

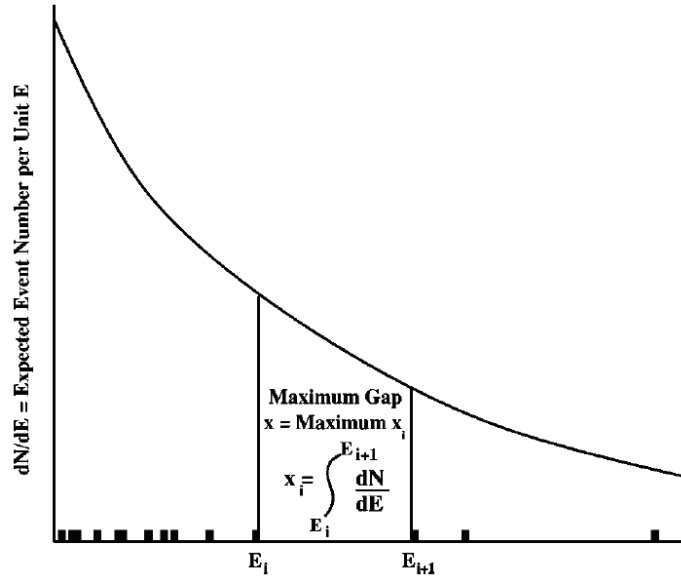


FIGURE 4.26: *Illustration de la méthode du Maximum Gap. La courbe en trait plein représente le spectre en énergie de recul des WIMPs. Les rectangles le long de l'abscisse  $E_R$  correspondent aux événements observés. L'intégrale du spectre des WIMPs entre deux événements est notée  $x_i$ . Figure extraite de [117].*

La méthode du Maximum Gap permet d'optimiser la limite sur la base des données observées en tenant compte correctement du biais induit par ce choix. Pour  $N$  événements observés, on obtient  $N+1$  gaps  $x_i$  tels que définis par l'équation 4.19. Le Maximum Gap  $x$  est défini comme l'intervalle  $x_i$  le plus grand, soit  $x = \max\{x_i\}$ . L'intérêt de travailler avec des variables telles que  $x_i$  est qu'elles sont construites à partir de variables qui sont distribuées de manière uniforme, et ce, indépendamment de la forme du spectre initial. En effet, le théorème "probability integral transform" stipule que, quelle que soit la distribution de probabilité d'une variable aléatoire que l'on notera  $E_R$ , sa cumulative  $F(E_R)$  suit une loi uniforme sur l'intervalle  $[0,1]$ . Dans notre cas, on constate les deux relations suivantes :

$$x_i = \int_0^{E_{i+1}} \frac{dN}{dE_R} dE_R - \int_0^{E_i} \frac{dN}{dE_R} dE_R = F(E_{i+1}) - F(E_i) \quad (4.20)$$

$$\mu = \int_0^{+\infty} \frac{dN}{dE_R} dE_R \quad (4.21)$$

où  $\mu$  correspond au nombre d'événements attendus dans le spectre entier. Ainsi  $F(E_i)$  suit une loi uniforme dans l'intervalle  $[0, \mu]$ . On peut montrer de manière non triviale (détails de calculs disponibles en annexe de [117]) que cette propriété permet de définir la probabilité  $C_0$  pour que le Maximum Gap soit plus faible qu'une certaine valeur de  $x$  :

$$C_0(x, \mu) = \sum_{k=0}^m \frac{(kx - \mu)^k e^{-kx}}{k!} \left( 1 + \frac{k}{\mu - kx} \right) \quad (4.22)$$

où  $m$  est le plus grand entier tel que  $m \leq \frac{\mu}{x}$ . On note que la probabilité  $C_0$  ne dépend que de  $x$  et  $\mu$ , et se trouve donc indépendante de la forme spectrale attendue du signal. Pour déterminer la limite d'exclusion correspondant à un intervalle de confiance  $\alpha$  donné, il suffit de déterminer la section efficace  $\sigma_{excl}$  telle que  $\mu_{excl}$  vérifie la relation suivante :

$$C_0(x, \mu_{excl}) = \alpha \quad (4.23)$$

En pratique, on détermine la limite à 90%CL en incrémentant la valeur de  $\mu_{excl}$  jusqu'à vérifier la relation 4.23 pour  $\alpha = 0.9$ . Cette méthode ne nécessite pas de Monte-Carlo. On observe que, dans le cas particulier où aucun événement ne serait observé ( $x = \mu \leftrightarrow m = 1$ ), on retrouve alors la limite obtenue par la méthode de Poisson, soit  $\mu_{excl} = 2.3$  événements :

$$C_0(\mu_{excl}, \mu_{excl}) = 1 - e^{-\mu_{excl}} = 0.9 \quad (4.24)$$

La méthode du Maximum Gap revient ainsi, en quelque sorte, à effectuer une limite de Poisson sur un intervalle choisi a posteriori, mais à s'attribuer un facteur de pénalité statistique pris en compte dans l'expression de  $C_0(x, \mu)$ . Précisons que cette méthode est particulièrement intéressante lorsque les événements sont localisés dans une région restreinte du spectre en énergie, ce qui est souvent le cas pour les expériences d'événements rares qui peuvent être limitées par des événements à basse énergie dus au bruit de l'électronique ou à d'autres fonds.

#### 4.6.3.3 La méthode de L'Optimum Interval

Nous ne décrivons que très brièvement cette méthode, même si c'est celle-ci que nous utiliserons pour déterminer la limite, car il s'agit d'une généralisation de la méthode du Maximum Gap qui vient d'être présentée. La différence majeure avec cette dernière est qu'elle prend en considération tous les intervalles possibles contenant  $0, 1, \dots, N_{obs}$  événements, c'est pourquoi cette méthode est plus performante. Nous noterons également que contrairement à la méthode du Maximum Gap, la pénalité statistique imposée par le choix a posteriori de l'intervalle ne peut être déterminée analytiquement. La détermination du nombre d'événements exclus à un niveau de confiance donné nécessite ainsi l'utilisation de tables qui ont été obtenues par Monte-Carlo [117].

#### 4.6.4 Limite d'exclusion préliminaire EDELWEISS-III

Les résultats de la présente analyse de données du Run308 sont interprétés en termes de limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin.

Une section efficace de  $5.15 \times 10^{-6}$  pb est exclue à 90%CL pour une masse de WIMP de  $m_W = 60$  GeV. La limite EDW-III a été obtenue par la méthode de l'Optimum Interval et se trouve représentée par la courbe bleue en trait plein sur la figure 4.27. La limite obtenue à partir de la méthode de Poisson est également visible et représentée en trait plein vert. La courbe en traits pointillés bleus indique la sensibilité en l'absence de fond. Les limites précédemment obtenues par l'expérience EDELWEISS-II sont représentées par les courbes rouges respectivement en trait plein pour l'analyse standard [60] et en traits pointillés pour l'analyse basse masse[61]. La courbe en traits pointillés mauves correspond à la limite obtenue par une analyse basse masse préliminaire [118] des données du détecteur FID837 au cours du Run308 (35 kg.jours).

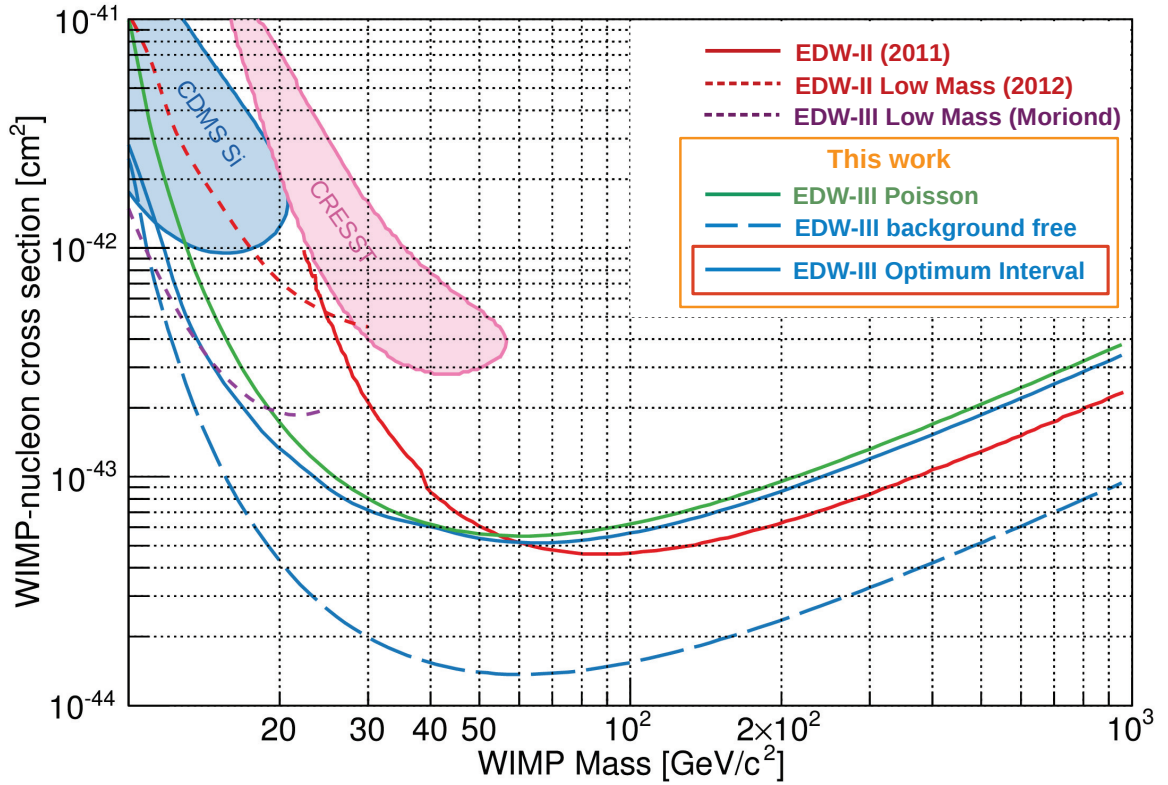


FIGURE 4.27: Limites sur la section efficace WIMP-nucleon indépendante du spin en fonction de la masse du WIMP. Les limites représentées en rouge correspondent à celles obtenues par EDELWEISS-II (en trait plein pour l'analyse haute masse et en traits pointillés pour l'analyse basse masse). La limite représentée en traits pointillés mauves correspond à la limite préliminaire de l'analyse basse masse EDW-III (35 kg.jours). La courbe en traits pointillés bleus indique la sensibilité en l'absence de fonds pour la présente analyse. La courbe verte correspond à la limite obtenue via la méthode de Poisson. La courbe en trait plein bleu est la limite obtenue via la méthode de l'Optimum Interval.

On observe tout d'abord, pour des masses supérieures à une vingtaine de GeV, un facteur



$\sim 4$  entre la sensibilité en l'absence de fonds et la limite EDW-III quelle que soit la méthode employée pour dériver la limite. La limite obtenue par la méthode de Poisson correspond, pour 5 événements observés, à l'exclusion de 9.27 événements contre 2.3 en l'absence de fonds. C'est pourquoi il y a un facteur  $9.27/2.3=4.03$  entre la sensibilité en l'absence de fonds et la limite de Poisson pour 5 événements. Quant à la similarité des limites EDW-III obtenues par la méthode de Poisson et de l'Optimum Interval dans cette région, celle-ci est due à la dispersion en énergie des cinq événements observés  $E_R = \{10.03, 14.90, 20.97, 36.68, 128.8\}$  keV qui ne permet pas de tirer véritablement avantage de cette dernière méthode à haute masse. En effet, l'intervalle optimal pour cette région de masse se situe entre 14.9 keV et 128.8 keV, intervalle dans lequel deux événements sont observés. Au-delà de 60 GeV, on constate même que la limite EDW-III est moins bonne que la limite EDW-II. Cela peut, à première vue, sembler étonnant car cette dernière avait été obtenue à partir de 5 événements observés pour une exposition de 384 kg.jours et un seuil d'analyse à 20 keV, soit le même nombre de candidats reculs nucléaires pour une exposition moindre et un seuil d'analyse plus élevé que lors du Run308. Toutefois, quatre de ces événements se regroupaient dans un petit intervalle de  $[20.8, 23.2]$  keV et le cinquième se situait à 172 keV. La méthode de l'optimum interval était alors plus avantageuse et se traduisait à haute masse par la détermination d'une limite sur l'intervalle  $[23.2, 172]$  keV avec aucun événement observé (assortie d'une pénalité statistique pour le choix de l'intervalle).

Pour ce qui est de la région de masses  $[10, 60]$  GeV, on note toutefois une très forte amélioration apportée par les données du Run308. Ceci est dû au fait que plus la masse de WIMP considérée est faible, plus la valeur du seuil d'analyse va avoir d'importance. Contrairement à l'analyse EDW-II qui avait été effectuée avec un seuil fixe à 20 keV, la présente étude est effectuée avec un seuil d'analyse variable inférieur ou égal à 20 keV et un seuil d'analyse moyen de 9 keV. C'est la raison pour laquelle non seulement la limite EDW-III est meilleure mais permet également de commencer à sonder la région inférieure à 20 GeV que seule l'analyse basse masse dédiée avait permis d'explorer jusqu'à maintenant. On note que la limite EDW-III à 10 GeV est quasi-identique à la sensibilité en l'absence de fonds. Ceci est dû au fait que pour des masses de WIMPs aussi faibles, l'intégralité du spectre en énergie de recul se situe à des énergies inférieures à 10 keV. La méthode de l'Optimum Interval permet alors de choisir l'intervalle vide entre le seuil d'analyse (ici 6.6 keV au minimum) et l'événement observé de moindre énergie (10.03 keV). La limite précédente à 10 GeV obtenue avec l'analyse basse masse EDW-II est ainsi améliorée d'un facteur 3 en excluant à 90%CL une section efficace de  $2,83 \cdot 10^{-5}$  pb. Notons qu'au-delà de 10 GeV, les résultats de cette analyse des données du Run308 sont plus que compétitifs avec ceux obtenus via l'analyse EDW-III dédiée à la région de basse masse. Cela n'a cependant rien d'étonnant car cette dernière a été obtenue avec une exposition de seulement 35 kg.jours.

## 4.7 Conclusion

On rappelle que l'objectif initial de cette analyse des données du Run308 était de confirmer que les performances des détecteurs et le niveau de fond étaient conformes aux attentes avant de prolonger l'exposition jusqu'à 3000 voire 12 000 kg.jours. L'étude qui vient d'être présentée a mis au jour la présence d'un fond neutron de plus d'un ordre de grandeur supérieur aux attentes. Il apparaît qu'une exposition prolongée en l'état est inutile car nous sommes dans un régime de saturation où la limite ne progresserait pas ou alors extrêmement peu avec l'exposition. Il semble que la stratégie initiale d'EDW-III d'orienter les efforts vers la recherche de WIMPs de haute masse soit à court terme compromise par ce fond neutron. L'impact de ce dernier à basse masse est cependant extrêmement moindre car sa forme spectrale est alors très différente de celles des WIMPs qui ont une allure extrêmement piquée. Par ailleurs, il nous faut tenir compte du contexte actuel de la détection directe dans lequel se place l'expérience EDELWEISS-III.

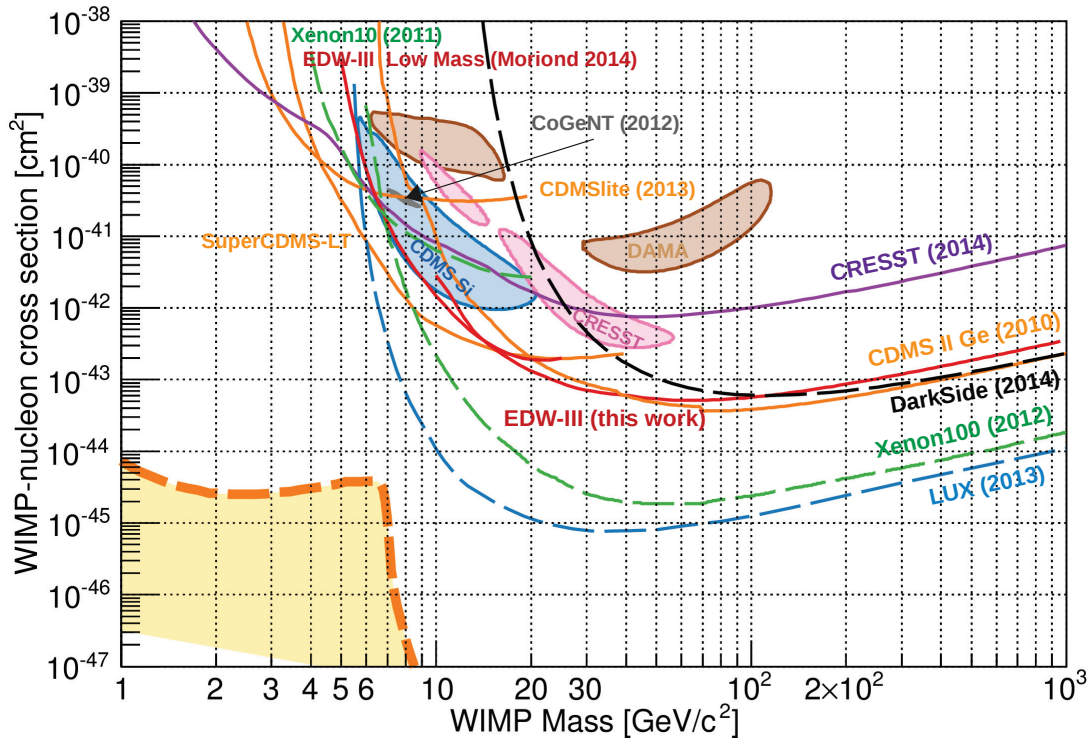


FIGURE 4.28: *Limites d'exclusion sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin, obtenues à partir des expériences à détecteurs cryogéniques solides (en traits pleins) et à liquide scintillant (en traits pointillés). Les contours correspondent aux résultats interprétés en termes de limite de découverte.*

On peut voir, en figure 4.28, les limites d'exclusion sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin obtenues à partir des expériences à détecteurs cryogéniques solides (en traits pleins) et à liquide scintillant (en traits pointillés). Les contours

correspondent aux résultats interprétés en termes de limite de découverte de diverses expériences. Les expériences à liquides scintillants telles que LUX et Xenon disposent de masses fiducielles conséquemment plus importantes que les expériences à détecteurs cryogéniques solides, c'est pourquoi elles devancent largement ces dernières dans la région de masses supérieures à 10 GeV. On observe cependant que la région de masses inférieures à 6 GeV n'est sondée que par CDMS et CRESST, des expériences à détecteurs cryogéniques solides disposant de seuils très bas en énergie. C'est cette dernière caractéristique qui est primordiale pour sonder les régions de faibles masses de WIMPs et qui fait défaut aux expériences à liquides scintillants. C'est là une raison supplémentaire pour l'expérience EDELWEISS-III de réorienter sa stratégie vers l'exploration des basses masses. Cela a, par ailleurs, motivé la réalisation de l'étude qui sera présentée au prochain chapitre et qui consiste en la caractérisation de la sensibilité des détecteurs aux WIMPs légers. Nous verrons que cette étude a conforté le changement de stratégie en permettant de quantifier la sensibilité atteignable selon divers scénarios.



# Chapitre 5

## Caractérisation de la sensibilité des détecteurs cryogéniques aux WIMPs de basse masse

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier l'impact de différents paramètres (tensions, résolutions, seuil de déclenchement, fonds...) sur la sensibilité de l'expérience. L'objectif initial était de définir les conditions d'opération optimales et immédiatement réalisables dans le cadre d'une recherche de WIMPs de basse masse pour la prise de données du Run 309 actuellement en cours. A court terme, cette étude vise à orienter la R&D en mettant au jour l'origine des limitations actuelles sur la sensibilité de l'expérience et les bénéfices auxquels s'attendre des différentes améliorations qu'il serait possible d'apporter. De manière à évaluer le plein potentiel des divers scénarios envisagés, les projections seront effectuées via une analyse par maximum de vraisemblance qui permet une discrimination spectrale et une soustraction statistique des fonds.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la modélisation du signal et des bruits de fond ainsi qu'à la réponse des détecteurs. Cela nous permettra à la fois de dériver une formulation analytique des distributions de probabilité des divers fonds, mais également de générer des données simulées (i.e. simuler des expériences EDELWEISS).

Nous construirons ensuite la fonction de vraisemblance et décrirons le test statistique employé permettant de déterminer une limite sur la section efficace d'interaction des WIMPs à partir de données observées ou simulées.

La dernière partie sera dédiée aux résultats obtenus et aux conclusions à en tirer quant à la stratégie à adopter par l'expérience EDELWEISS. Le but étant de la rendre la plus compétitive possible sur la scène internationale en sondant les régions d'espace des paramètres ( $\sigma_{SI}$ ,  $M_W$ ) inexplorées par les autres expériences.

### 5.1 Modélisation de l'expérience EDELWEISS

#### 5.1.1 Modélisation du signal et des bruits de fond

La modélisation du signal et des divers fonds de l'expérience joue un rôle essentiel lorsque l'on souhaite dériver une limite d'exclusion via une analyse par maximum de vraisemblance

à partir de données observées. Dans le cadre d’une analyse “standard” basée sur une série de coupures (cf. chapitre 4) ou d’une analyse par BDT<sup>1</sup>, seules de mauvaises estimations des efficacités de coupures peuvent amener à surestimer la sensibilité de l’expérience. Si ces efficacités sont correctement déterminées, une mauvaise modélisation des bruits de fond dans une analyse par BDT n’induirait que des coupures non optimales et, par suite, qu’une limite d’exclusion supérieure à ce qu’il aurait été possible d’obtenir. Cependant, une analyse par maximum de vraisemblance requiert une parfaite modélisation des fonds pour éviter tout biais dans la détermination de la sensibilité de l’expérience. Dans le cadre de projections, on peut s’autoriser une certaine souplesse sur ces modélisations car les limites d’exclusion ne sont pas obtenues à partir de données observées, mais de données simulées par ces mêmes modèles de signal et de fond. On légitime ainsi les approximations faites par la suite, qui étaient nécessaires à la réalisation de cette étude en temps voulu.

Les divers fonds qui vont venir peupler la zone de signal WIMP se distinguent de par leur forme spectrale, leur amplitude, leur quenching ainsi que leur localisation : zone fiducielle et/ou zone de surface. Un soin particulier sera apporté au comportement à basse énergie de ces différents fonds.

### Fond Compton

Les gammas du front Compton sont caractérisés par un spectre plat en énergie de recul  $\frac{dN}{dE_r}$  constant et une valeur de quenching  $Q=1$ . Ce fond est facilement extrapolable aux plus basses énergies.

### Cosmogéniques

Leur forme spectrale est parfaitement connue, étant donné qu’il s’agit de raies dont la largeur ne dépend que des résolutions. On se restreindra à la modélisation de quatre raies d’énergies  $E_R = \{0.16, 1.30, 8.98, 10.37\}$  keV. Bien qu’elles soient en réalité plus nombreuses, nous verrons par la suite qu’il s’agit, de toute manière, d’un fond facilement soustrait car sa forme spectrale est extrêmement différente de celle des WIMPs. L’amplitude des raies à 8.98 keV et 10.37 keV est déterminée avec une bonne précision, comme nous l’avons vu lors de la détermination du volume fiduciel. L’approximation principale faite ici vient des rapports d’amplitude imposés  $\{10^{-2}, 10^{-1}, 10^{-1}, 1\}$  relativement à la raie de 10.37 keV [114] (cf. section 4.4.2.1).

### Reculs de Plomb

De par leur faible longueur de pénétration ( $< 50$  nm), les reculs de  $^{206}\text{Pb}$  constituent un fond de surface uniquement. Les reculs de 103 keV issus des capots de cuivre déposent une fraction variable de leur énergie dans le germanium en fonction de celle qu’ils laissent dans le cuivre. Ils sont identifiables par leur valeur de quenching caractéristique de l’ordre de 0.08. Ces reculs sont d’autant plus dangereux qu’ils déposent une faible quantité d’énergie car il est alors difficile de les résoudre des reculs de germanium ayant un quenching de l’ordre de 0.2. Pour bien tenir compte de ce fond à basse énergie, nous le modéliserons comme un fond plat avec un quenching  $Q=0.08$ .

---

1. Un BDT (Boosted Decision Tree) est un algorithme d’analyse permettant d’optimiser un jeu de coupures linéaires, dans l’espace des observables, maximisant le rapport signal/bruit.



### Fond Beta

Les betas, bien qu'ayant une plus grande longueur de pénétration que les reculs de plomb, ne parviennent pas jusque dans la zone fiducielle du détecteur et constituent donc également un fond uniquement de surface. Bien que leur taux d'ionisation soit assez variable, on leur associera la valeur moyenne observée dans les données ( $Q=0.4$ ). On modélisera également ce fond par un spectre plat.

### Chaleur seule

L'origine physique de ces événements avec un taux d'ionisation nul ( $Q=0$ ) est encore indéterminée. La forme de ce fond approximable à une exponentielle décroissante a une pente qui varie peu au cours du temps ainsi que d'un détecteur à l'autre. Nous modéliserons ce fond sur la base de la forme spectrale observée dans les données, pour un détecteur représentatif du comportement moyen [119].

### Neutrons

La forme spectrale des reculs nucléaires induits par les neutrons a été obtenue par une simulation basée sur le code Géant4. Du fait de notre capacité à discriminer les neutrons ayant donné lieu à des coïncidences entre détecteurs, on ne considérera que les neutrons interagissant dans un seul détecteur. On négligera les effets de straggling et de diffusion multiple sur la dispersion du taux d'ionisation dont on rappelle la dépendance moyenne avec l'énergie de recul observée dans les données :  $Q(E_R) = 0.16E_R^{0.18}$

### WIMPs

Le spectre théorique des WIMPs a une forme exponentielle décroissante de pente dépendante de la masse comme discuté en 1.5.2. On négligera également les effets de straggling et on s'autorisera à leur associer la même dépendance du taux d'ionisation avec l'énergie de recul que les neutrons.

Par la suite, lorsque nous étudierons l'impact des différents fonds sur la sensibilité de l'expérience, nous nous référerons toujours aux fonds représentatifs de l'expérience EDELWEISS-III tels qu'indiqués dans le tableau récapitulatif 5.1. Les taux d'événements sont indiqués en dru (evts/kg/jour/keV).

### Neutrinos

Nous avons évoqué en section 1.5.3.2 l'existence d'un "plancher neutrino" dû à la diffusion cohérente des neutrinos d'origine solaire, atmosphérique et cosmique (supernovae). Compte tenu des expositions et des seuils qui seront considérés dans la présente étude, seuls les neutrinos du  $^8\text{B}$  [70] peuvent avoir un impact sur la sensibilité : c'est pourquoi nous ne modéliserons que ceux-ci. Notons que le spectre en énergie de recul associé est typiquement celui attendu pour un WIMP de 6 GeV et une section efficace  $\sigma_{SI} = 4.4 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ .

TABLE 5.1: *Fonds EDELWEISS-III*

Fond	Quenching	Forme Spectrale	Taux d'événement
Compton	1	cste	$3.33 \cdot 10^{-1}$ dru
Cosmogenique	1	$\delta(E_R)$ $\{0.16, 1.30, 8.98, 10.37\}$	$1.33$ dru $\times \{0.01, 0.1, 0.1, 1\}$
Plomb	0.08	cste	$5 \cdot 10^{-2}$ dru
Beta	0.4	cste	$5 \cdot 10^{-2}$ dru
Chaleur Seule	0	$\alpha_1 \exp(-\beta_1 E_R) + \alpha_2 \exp(-\beta_2 E_R)$	$\alpha_1 = 20.77$ dru $\beta_1 = 0.319 \text{ keV}^{-1}$ $\alpha_2 = 2.207$ dru $\beta_2 = 0.091 \text{ keV}^{-1}$
Neutron	$0.16 E_R^{0.18}$	$\alpha_3 \exp(-\beta_3 E_R)$	$\alpha_3 = 2.72 \cdot 10^{-4}$ dru $\beta_3 = -0.124 \text{ keV}^{-1}$

### 5.1.2 Modélisation de la réponse des détecteurs

Disposant de détecteurs équipés de quatre voies ionisation et deux voies chaleur, nous pourrions, en principe, effectuer une analyse par maximum de vraisemblance à six dimensions. On simplifiera cependant la modélisation en ne considérant que trois mesures de l'énergie :

- L'énergie ionisation fiducielle  $E_{\text{FID}}$  définie comme la moyenne des énergies lues sur les deux électrodes fiducielles ( $E_{\text{FID}} = 0.5(E_{\text{ib}} + E_{\text{id}})$ ).
- L'énergie ionisation lue par les véto  $E_V$  ( $E_V = E_{\text{ia}}$  ou  $E_V = E_{\text{ic}}$  selon la surface considérée).
- L'énergie chaleur  $E_C$ .

Les énergies  $E_{\text{FID}}$ ,  $E_V$  et  $E_C$  seront exprimées en  $\text{keV}_{\text{ee}}$ , et on notera  $\sigma_{E_{\text{FID}}}$ ,  $\sigma_{E_V}$  et  $\sigma_{E_C}$  les résolutions ligne de base associées en considérant  $\sigma_{E_V} = \sqrt{2} \times \sigma_{E_{\text{FID}}}$ . On négligera les effets de piégeage sur les signaux chaleur et ionisation, ainsi que la dépendance en énergie des résolutions. On pourra ainsi simplifier les trois coupures fiducielles usuelles en une seule définie telle que  $E_V < 3\sigma_{E_V}$ .

On optera pour une analyse par maximum de vraisemblance à deux dimensions ( $E_C, E_{\text{FID}}$ ) et on se restreindra à l'analyse des événements qui passent la coupure fiducielle. L'apport des véto sera ainsi traité uniquement en terme d'efficacité de la sélection fiducielle. Bien qu'offrant un excellent facteur de rejet ( $4 \cdot 10^{-5}/\text{kg}/\text{jour}$ ) dans la gamme d'énergie d'une analyse standard [15, 200] keV, la pureté de cette sélection devient nulle à très basse énergie. En d'autres termes, les  $\beta$  et reculs de  $^{206}\text{Pb}$ , événements uniquement de surface, de même que les cosmogéniques, Compton, neutrons et WIMPs de surface, vont compter parmi les événements ayant passé la sélection fiducielle à basse énergie. On doit donc considérer la réponse des détecteurs à la fois pour les événements fiduciels mais également pour les événements de surface.

Contrairement aux événements de volume, la collecte de charges pour les événements de surface ne s'effectue pas sur les deux électrodes fiducielles mais sur une électrode véto et une électrode fiducielle. Deux événements d'un même type de fond, donnant lieu à un même

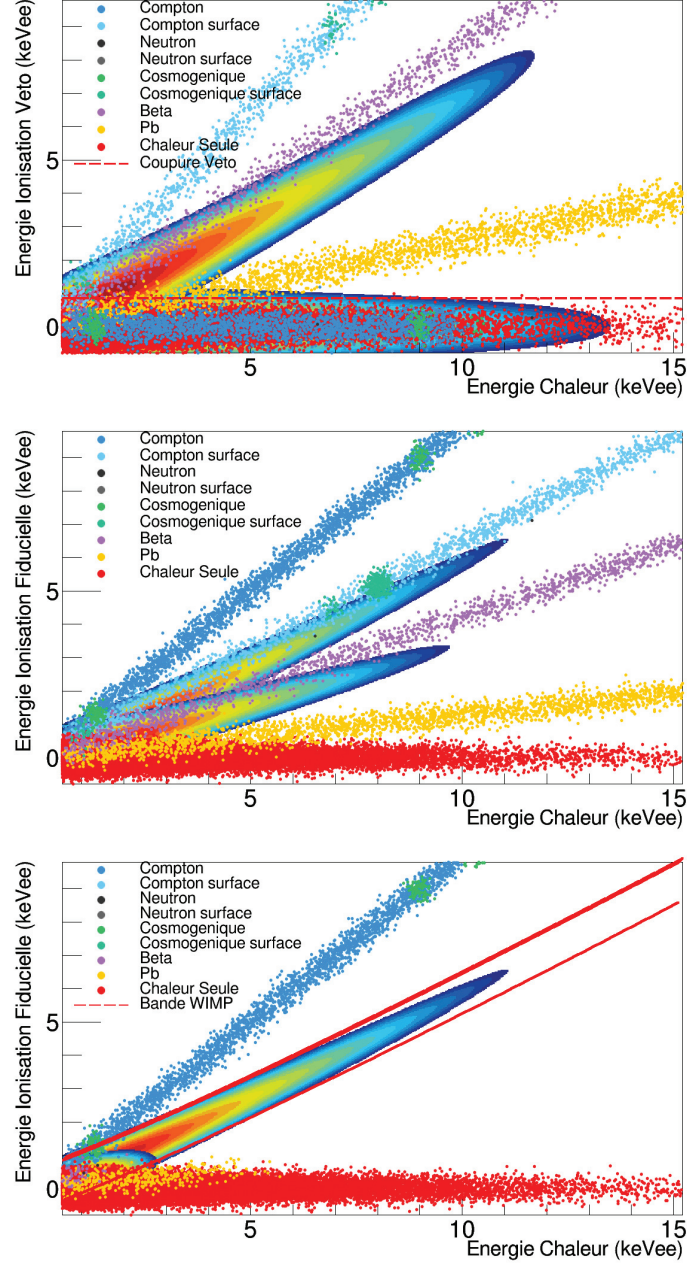


FIGURE 5.1: Données simulées par Monte-Carlo pour une exposition fiducielle de 1000kg.days dans des conditions expérimentales standard :  $V_{fid} = 8$  V,  $V_{surf} = 5.5$  V,  $\sigma_{EC} = 500$  eV,  $\sigma_{EFID} = 200$  eV<sub>ee</sub>, et un seuil de déclenchement à 2 keV. Les figures du haut et du milieu montrent les distributions du signal et des fonds avant sélection fiducielle. Les contours de couleur correspondent aux distributions de probabilité de WIMPs fiduciels et de surface de masse  $M_W = 15$  GeV. La figure du bas montre l'effet de la coupure fiducielle notamment sur le peuplement de la bande WIMP (délimitée par les traits rouges) par les bruit de fond de surface.

dépôt d'énergie  $E_R$ , mais de localisation différente (ex : Compton fiduciel vs Compton de surface) vont donner lieu à des mesures de chaleur et d'ionisation différentes (fig 5.1). En effet, l'effet Luke étant proportionnel à la différence des tensions appliquées sur les électrodes de collecte, un Compton de surface donnera lieu à une mesure de chaleur plus faible qu'un Compton fiduciel. Par ailleurs, du fait de l'estimateur  $E_{\text{FID}}$  choisi, la mesure de l'ionisation sera deux fois moindre pour un événement de surface que pour un événement de volume. De manière générale, on peut écrire les relations suivantes qui nous seront utiles par la suite :

$$\begin{aligned} E_{\text{FID}} &= g(E_R) = \alpha \times Q(E_R) \times E_R & E_V &= k(E_R) = \beta \times Q(E_R) \times E_R \\ E_C &= f(E_R) = E_R \frac{(1 + Q(E_R) \frac{V}{3})}{(1 + \frac{V_{\text{fid}}}{3})} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Où  $V$  est la différence (positive) entre les tensions appliquées aux bornes des électrodes de collecte et  $V_{\text{fid}}$  celle aux bornes des électrodes fiducielles.  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0$  pour les événements fiduciels tandis que  $\alpha = 0.5$  et  $\beta = 1$  pour les événements de surface.  $E_C$ ,  $E_{\text{FID}}$  et  $E_V$  sont les énergies chaleur, ionisation fiducielle et veto que l'on obtiendrait si l'on avait des résolutions infiniment bonnes.

A ce stade, nous disposons à la fois de modèles du signal et des bruits de fond ainsi que de la réponse des détecteurs associée. De manière à pouvoir effectuer une analyse par maximum de vraisemblance à deux dimensions ( $E_C$ ,  $E_{\text{FID}}$ ), nous devons maintenant construire les densités de probabilité du signal et des divers fonds de manière à pouvoir générer des données simulées tenant compte des conditions expérimentales et à construire la fonction de vraisemblance. Notons que l'on effectuera l'analyse dans le plan ( $E_C$ ,  $E_{\text{FID}}$ ) car les incertitudes expérimentales sur ces deux variables sont très peu corrélées à basse énergie, ce qui n'est pas le cas des variables ( $E_{\text{FID}}/E_R$ ,  $E_R$ ).

### 5.1.3 Fonctions de distribution de probabilité

Pour accéder aux distributions de probabilité à deux dimensions de chacun des types d'événements, on doit tout d'abord définir les densités d'événements  $\rho(E_C, E_{\text{FID}})$  à partir de leur spectre en énergie de recul  $\rho(E_R)$ . On utilisera, par la suite, la notation suivante pour décrire les densités d'événements :

$$\rho(E_R) \equiv \frac{dN}{dE_R}(E_R) \quad \rho(E_C, E_{\text{FID}}) \equiv \frac{d^2N}{dE_C dE_{\text{FID}}}(E_C, E_{\text{FID}})$$

On se place tout d'abord dans le cas idéal de résolutions infiniment bonnes en chaleur et ionisation. On rappelle que les expressions reliant  $E_R$ ,  $E_C$ , et  $E_{\text{FID}}$  sont données par les équations (5.1). Dans ces conditions, à une énergie de recul donnée et un type de fond donné ne peut correspondre qu'une seule valeur de l'énergie chaleur et ionisation fiducielle :

$$\rho(E_C, E_{\text{FID}}, E_R) = \rho(E_R) \delta(E_R - f^{-1}(E_C)) \delta(E_R - g^{-1}(E_{\text{FID}})) \quad (5.2)$$

où  $f^{-1}(E_C)$  et  $g^{-1}(E_{FID})$  sont obtenues en inversant les relations  $f(E_R)$  et  $g(E_R)$  données en (5.1). Notons que la plupart des fonds considérés ont un quenching indépendant de l'énergie de recul  $E_R$  et permettent ainsi d'obtenir analytiquement de manière triviale  $f^{-1}(E_C)$  et  $g^{-1}(E_{FID})$ . Ce n'est cependant pas le cas des WIMPs et neutrons qui nécessitent l'utilisation d'un interpolateur, c'est pourquoi on conservera par la suite cette notation.

Du fait des résolutions, différentes valeurs de  $E_R$  peuvent donner lieu à un même jeu de valeurs  $(E_C, E_{FID})$ . Les résolutions en chaleur  $\sigma_{E_C}$  et en ionisation  $\sigma_{E_{FID}}$  sont prises en compte en convoluant l'expression (5.2) par deux gaussiennes de paramètres respectifs  $\sigma_{E_C}$  et  $\sigma_{E_{FID}}$ . La densité d'événements  $\rho(E_C, E_{FID})$  est ainsi obtenue en intégrant sur toutes les valeurs d'énergies de recul accessibles par le type de fond considéré :

$$\rho(E_C, E_{FID}) = \frac{1}{2\pi\sigma_{E_C}\sigma_{E_{FID}}} \int_0^\infty \rho(E_R) e^{-\frac{(E_C - f(E_R))^2}{2\sigma_{E_C}^2}} e^{-\frac{(E_{FID} - g(E_R))^2}{2\sigma_{E_{FID}}^2}} dE_R$$

### Efficacité de seuil de déclenchement

Il s'agit ensuite de tenir compte de l'efficacité du seuil de déclenchement de la voie chaleur  $\epsilon_{th}(E_C)$  dont l'impact est, comme nous le verrons par la suite, considérable sur la sensibilité de l'expérience aux WIMPs de basse masse. Nous avons vu, au chapitre 4, qu'elle est très bien modélisée par la convolution d'un Heaviside centré sur la valeur du seuil de déclenchement  $E_{seuil}$  par une gaussienne de paramètre  $\sigma_{E_C}$  :

$$\epsilon_{th}(E_C) = \frac{1}{2} \left( \text{Erf}\left(\frac{E_C - E_{seuil}}{\sqrt{2}\sigma_{E_C}}\right) + 1 \right) \quad (5.3)$$

### Efficacité de sélection fiducielle

Comme évoqué précédemment, la pureté de la sélection fiducielle tend vers 0 à basse énergie. Il faut donc être en mesure de caractériser la contamination de notre population d'événements fiduciels par les événements de surface. On définit l'efficacité de la coupure fiducielle  $\epsilon_{surf}(E_R)$  comme la proportion d'événements passant la sélection fiducielle. Celle-ci peut être modélisée par la relation suivante :

$$\epsilon_{surf}(E_R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_V}} \int_{-\infty}^{E_{cut}} e^{-\frac{(E_V - k(E_R))^2}{2\sigma_{E_V}^2}} dE_V \quad (5.4)$$

où  $E_{cut}$  est la valeur de la coupure fiducielle. La figure 5.2 montre la distribution des reculs de Plomb dans le plan  $(E_V, E_R)$ , et la courbe d'efficacité  $\epsilon_{surf}(E_R)$  associée donnée en équation (5.4). On voit que la coupure fiducielle ne rejette presque aucun événement en bas de 2 keV et, du fait du faible taux d'ionisation, tend à ne rejeter l'ensemble des événements qu'à partir d'énergies de recul relativement élevées ( $\sim 20$  keV). Ce comportement est bien représenté figure 5.3, où l'on observe les courbes d'efficacité de sélection fiducielle des différents types de fonds fiduciels (courbe en rouge) et de surface (ensemble des autres fonds représentés). On voit bien que plus le taux d'ionisation des fonds de surface est faible,

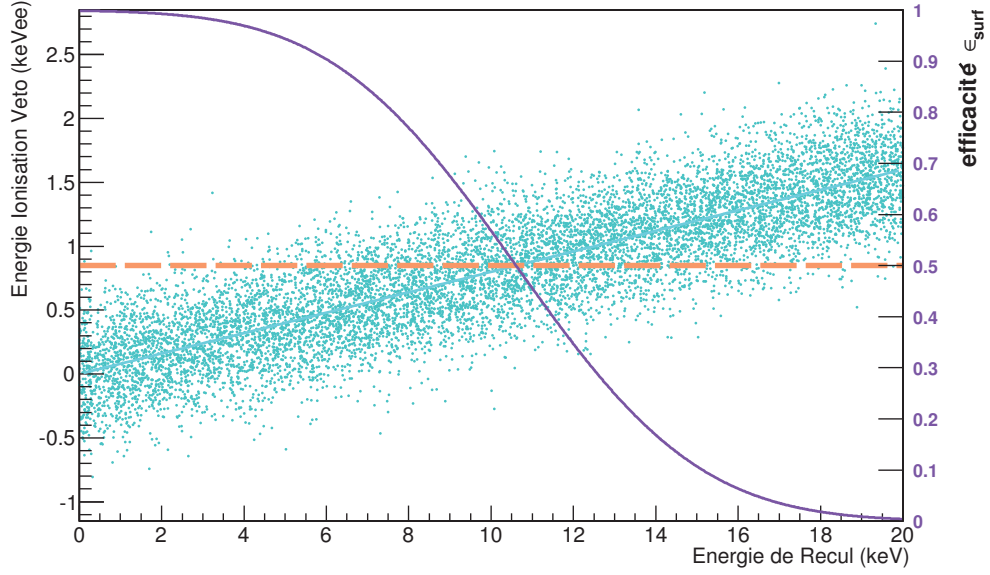


FIGURE 5.2: Distribution de reculs de Plomb simulés et représentés en points bleus dans le plan  $(E_V, E_R)$ . La courbe en pointillé orange indique la coupure fiducielle à  $3\sigma_{E_V}$  ( $\sigma_{E_V} = \sqrt{2} \times \sigma_{E_{FID}}$  avec  $\sigma_{E_{FID}} = 200\text{eVee}$ ) et la courbe en violet, l'efficacité de la coupure en fonction de l'énergie de recul.

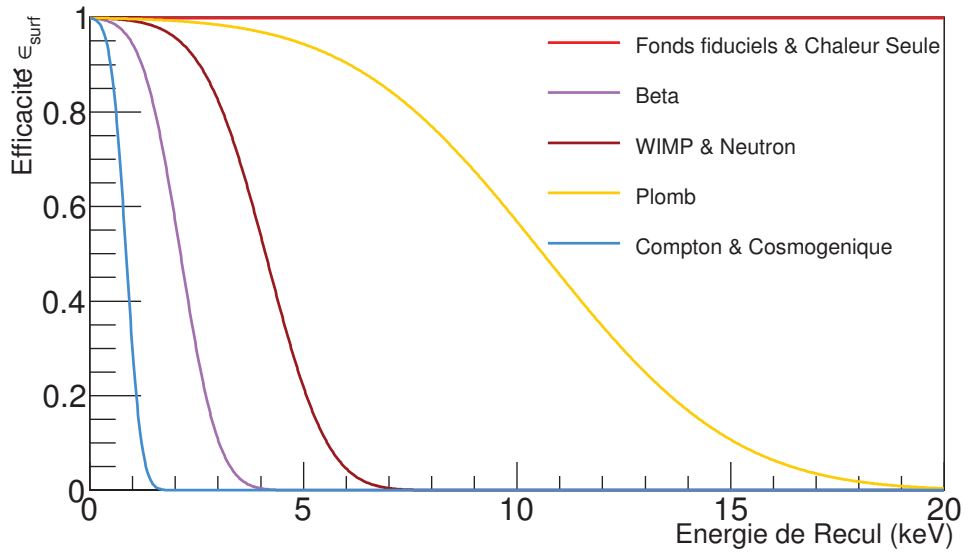


FIGURE 5.3: Courbes d'efficacité des événements de surface et de volume vis-à-vis de la coupure fiducielle définie telle que  $E_{\text{cut}} = 3 \times \sigma_{E_V}$  pour  $\sigma_{E_V} = \sqrt{2} \times \sigma_{E_{FID}}$  et  $\sigma_{E_{FID}} = 200\text{eV}$ . On voit bien que plus le taux d'ionisation des fonds de surface est faible, plus ces derniers vont venir peupler notre sélection d'événements fiduciels à des énergies élevées.



plus ils vont peupler la sélection d'événements fiduciels à des énergies de recul élevées. Par ailleurs, on notera que du fait du choix d'une coupure à  $3\sigma_{E_V}$ , l'efficacité de la coupure vis-à-vis des événements fiduciels peut être considérée comme étant égale à 1.

### Définition d'une Bande de signal WIMP

Pour des raisons de temps de calcul, on ne considérera que les événements de chacun des types de fonds qui vont peupler la région des WIMP dans le plan  $(E_C, E_{\text{FID}})$ . Dans le cas de résolutions parfaites, les WIMPs se distribueraient selon  $E_{\text{FID}} = h(E_C) = g(f^{-1}(E_C))$ . On définit ainsi une bande WIMP dite à  $3\sigma_{E_{\text{FID}}}$  telle que représentée figure 5.1 du bas en traits rouges et donnée par la relation suivante :

$$h(E_C) - 3\sigma_{E_{\text{FID}}} \leq E_{\text{FID}} \leq h(E_C) + 3\sigma_{E_{\text{FID}}}. \quad (5.5)$$

On arrive ainsi à l'expression générale de la densité du nombre d'événements valable pour tout type de fond ou signal passant la sélection fiducielle :

$$\rho(E_C, E_{\text{FID}}) = \frac{\epsilon_{\text{th}}(E_C)}{2\pi\sigma_{E_C}\sigma_{E_{\text{FID}}}} \int_0^\infty \epsilon_{\text{surf}}(E_R)\rho(E_R) e^{-\frac{(E_C - f(E_R))^2}{2\sigma_{E_C}^2}} e^{-\frac{(E_{\text{FID}} - g(E_R))^2}{2\sigma_{E_{\text{FID}}}^2}} dE_R \quad (5.6)$$

Pour tenir compte de la sélection des événements dans la bande WIMP, on fixera  $\rho(E_C, E_{\text{FID}}) = 0$  dès lors que la condition 5.5 ne sera pas respectée.

Le nombre d'événements  $N_{\text{evts}}$  de chaque type de fond attendu dans la gamme d'énergie à laquelle on restreint l'analyse  $[E_{\text{Cmin}}, E_{\text{Cmax}}]$ ,  $[E_{\text{FIDmin}}, E_{\text{FIDmax}}]$ , ainsi que la distribution de probabilité associée  $f(E_C, E_{\text{FID}})$  sont alors, en principe, obtenus de la manière suivante :

$$N_{\text{evts}} = \int_{E_{\text{Cmin}}}^{E_{\text{Cmax}}} \int_{E_{\text{FIDmin}}}^{E_{\text{FIDmax}}} \rho(E_C, E_{\text{FID}}) dE_{\text{FID}} dE_C \quad f(E_C, E_{\text{FID}}) = \frac{\rho(E_C, E_{\text{FID}})}{N_{\text{evts}}} \quad (5.7)$$

En pratique, l'intégration numérique à deux dimensions pose d'énormes problèmes dès lors que les distributions à intégrer comportent des structures piquées telles qu'induites lorsque les résolutions en énergie sont très petites devant la gamme d'énergie considérée dans l'analyse. Une mauvaise détermination de  $N_{\text{evts}}$  induirait un biais dans la normalisation de  $f(E_C, E_{\text{FID}})$  et, par suite, dans l'évaluation du maximum de vraisemblance. La solution consiste à déterminer le nombre d'événements attendu pour chacun des types de fonds au moyen d'intégrations numériques à une dimension qui, elles, sont extrêmement fiables. Pour ce faire, on définit la densité d'événements  $\rho(E_C)$  tenant compte à la fois de l'étude restreinte aux énergies  $[E_{\text{FIDmin}}, E_{\text{FIDmax}}]$ , de l'efficacité de sélection des événements fiduciels et de la définition de la bande WIMP (cf. éq. (5.5)). On introduit ainsi l'efficacité de sélection  $\epsilon_{1D}(E_C)$  comme la proportion d'événements contenue à la fois dans la gamme d'énergie restreinte  $[E_{\text{FIDmin}}, E_{\text{FIDmax}}]$  et dans la bande de signal WIMP :

$$\epsilon_{1D}(E_C) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_{\text{FID}}}} \int_{C_{\text{min}}}^{C_{\text{max}}} e^{-\frac{(E_{\text{FID}} - g(f^{-1}(E_C)))^2}{2\sigma_{E_{\text{FID}}}^2}} dE_{\text{FID}} \quad (5.8)$$

où  $C_{\min} = \max(E_{\text{FIDmin}}, h(E_C) - 3\sigma_{E_{\text{FID}}})$  et  $C_{\max} = \min(E_{\text{FIDmax}}, h(E_C) + 3\sigma_{E_{\text{FID}}})$ . On voit, figure 5.4, comment se caractérise cette efficacité de sélection (courbe violette) pour des Comptons fiduciels simulés (points bleus). On voit la nécessité de tenir compte à la fois de la gamme d'énergie restreinte de l'analyse et de la bande WIMP, respectivement responsables de la perte d'efficacité dans l'intervalle  $E_C = [0, 0.5]$  keV<sub>ee</sub> et  $E_C = [0.5, 5]$  keV<sub>ee</sub>.

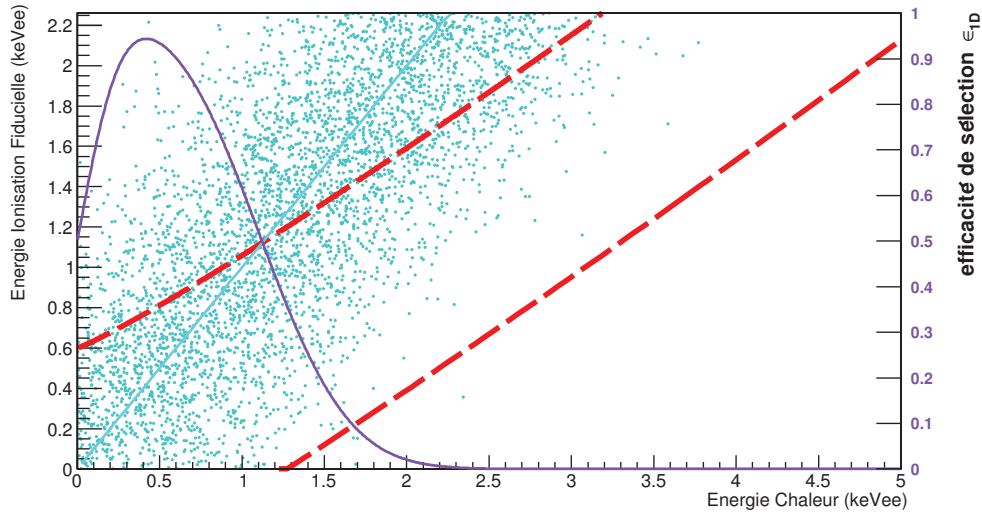


FIGURE 5.4: Distribution d'événements Comptons fiduciels simulés et représentés en bleu. Les traits rouges représentent la bande WIMP et la courbe en violet, l'efficacité de sélection  $\epsilon_{1D}(E_C)$ . On voit que du fait de l'intervalle en énergie considéré pour l'exemple,  $\epsilon_{1D}(E_C)$  croît tout d'abord entre 0 et 0.5 keV<sub>ee</sub> à mesure que la borne ( $E_{\text{FIDmin}} = 0 \text{ keV}_{\text{ee}}$ ) induit moins de perte d'efficacité puis décroît progressivement jusqu'à une valeur nulle, du fait de la borne de sélection supérieure de la bande WIMP.

On dispose maintenant de tous les éléments pour construire la densité d'événements à une dimension :

$$\rho(E_C) = \frac{\epsilon_{\text{th}}(E_C)\epsilon_{1D}(E_C)}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_C}} \int_0^\infty \epsilon_{\text{surf}}(E_R)\rho(E_R)e^{-\frac{(E_C - f(E_R))^2}{2\sigma_{E_C}^2}} dE_R \quad (5.9)$$

On contourne ainsi les problèmes inhérents aux intégrations numériques à deux dimensions en redéfinissant la normalisation des distributions de probabilité (cf. éq. (5.10)) :

$$N_{\text{evts}} = \int_{E_{C\min}}^{E_{C\max}} \rho(E_C) dE_C \quad f(E_C) = \frac{\rho(E_C)}{N_{\text{evts}}} \quad f(E_C, E_{\text{FID}}) = \frac{\rho(E_C, E_{\text{FID}})}{N_{\text{evts}}} \quad (5.10)$$

où  $f(E_C)$  et  $f(E_C, E_{\text{FID}})$  sont respectivement les distributions de probabilité à une et à deux dimensions normalisées sur l'intervalle en énergie de l'étude.

Maintenant que nous avons défini  $f(E_C)$  et  $f(E_C, E_{FID})$ , nous avons la possibilité d'effectuer une analyse par maximum de vraisemblance à la fois à une et deux dimensions. Cela s'avérera très intéressant par la suite pour étudier l'influence de la double mesure ionisation/chaleur et de la fiducialisation sur la sensibilité de l'expérience.

#### 5.1.4 Génération de fausses données par Monte-Carlo

Disposant des distributions des probabilités  $f(E_C, E_{FID})$  pour chaque type d'événement, nous sommes en mesure de générer des données simulées dans le plan  $(E_C, E_{FID})$ , ingrédient nécessaire d'une analyse par maximum de vraisemblance, même sur des données observées. Bien que notre modélisation des fonds soit relativement approximative, on postule que celle-ci sera suffisamment raffinée pour effectuer ce type d'analyse sur les futures données observées. On considérera ainsi, par la suite, que les divers fonds seront connus à 10% près ( $\sigma_{N_{evts}} = 0.1 \times N_{evts}$ ).

Pour simuler des expériences EDELWEISS, on procède comme suit :

- On calcule tout d'abord le nombre d'événements  $N_{evts}$  attendu tel que donné par l'équation (5.10).
- La prise en compte des incertitudes systématiques sur l'amplitude des spectres  $\rho(E_R)$  se fait en appliquant une fluctuation gaussienne de paramètre  $\sigma_{N_{evts}}$ .
- On effectue enfin un tirage aléatoire suivant la loi de Poisson sur la base du résultat précédemment obtenu de manière à tenir compte du caractère aléatoire de chaque Monte-Carlo indépendamment des systématiques.

On dispose ainsi du nombre d'événements de chacun des types de fonds à simuler pour le Monte-Carlo. Ensuite, pour chaque événement, on applique la procédure itérative suivante :

- une valeur d'énergie de recul  $E_R$  est tirée aléatoirement du spectre  $\rho(E_R)$  correspondant.
- Les énergies en chaleur, ionisation fiducielle et veto associées, sont données par l'équation ((5.1)), auxquelles on ajoute des fluctuations gaussiennes basées sur les valeurs des résolutions  $\sigma_{E_C}$ ,  $\sigma_{E_{FID}}$  et  $\sigma_{E_V}$ .

On réitère cette procédure jusqu'à ce que l'événement respecte la condition de sélection fiducielle  $E_V < E_{cut}$  et qu'il soit généré à la fois dans la bande WIMP (cf. éq. (5.5)) et dans la gamme d'énergie considérée par l'analyse  $E_C \in [E_{Cmin}, E_{Cmax}]$ ,  $E_{FID} \in [E_{FIDmin}, E_{FIDmax}]$ .

A ce stade, on dispose de la majorité des éléments requis pour effectuer une analyse par maximum de vraisemblance : un modèle de signal et des bruits de fond ainsi que des distributions de probabilité associées, un modèle de la réponse des détecteurs, et la possibilité de simuler des expériences EDELWEISS. Il ne nous reste plus qu'à construire la fonction de vraisemblance et à définir le test statistique employé pour l'analyse.

## 5.2 Analyse statistique par maximum de vraisemblance

Notre objectif est d'effectuer une analyse par maximum de vraisemblance de manière à optimiser le calcul de la limite d'exclusion de l'expérience, et ce en extrayant le maximum d'informations des données. Il s'agit de la méthode d'analyse complexe car elle nécessite une très bonne modélisation des bruits de fond et de la réponse des détecteurs pour que la limite d'exclusion rapportée ne soit pas biaisée. Il s'agit cependant de la méthode d'analyse la plus performante, raison pour laquelle elle est de plus en plus employée [120, 121, 122]. Dans le cadre de projections [123], on s'intéressera à la sensibilité de l'expérience sur des données simulées. On se propose, dans cette section, de détailler la méthodologie employée pour ce type d'analyse en commençant par la définition de la fonction de vraisemblance.

### 5.2.1 La fonction de vraisemblance

On souhaite déterminer, à partir de notre connaissance des formes spectrales du signal et des fonds que l'on supposera comme parfaitement connues, le nombre d'événements de signal  $\mu_S$  et de bruit de fond  $\mu_B$  le plus à même d'expliquer les données. L'amplitude des différents spectres du modèle n'est, quant à elle, connue qu'avec une certaine précision. Le nombre d'événements de signal et de fond attendus par le modèle sont donc des paramètres ajustables et on notera  $\hat{\mu}_S$  et  $\hat{\mu}_B$  les estimateurs de  $\mu_S$  et  $\mu_B$  (les valeurs qui maximisent la vraisemblance entre le modèle et les données). La finalité étant de contraindre la section efficace d'interaction des WIMPs  $\sigma$  pour différentes masses  $m_W$ ,  $\mu_S(\sigma, m_W)$  sera notre paramètre d'intérêt. Les divers fonds  $\mu_B^j$  constitueront l'ensemble des paramètres de nuisance  $\vec{\mu}_B$  tel que  $\mu_B = \sum_j \mu_B^j$ .

On s'intéresse à la probabilité associée au nombre d'événements de signal WIMP  $\mu_S$  et de bruits de fond  $\mu_B$  contenus dans les données  $\vec{D}$  de manière à déterminer les valeurs qui la maximisent. Celle-ci est donnée par le théorème de Bayes :

$$P(\mu_S, \mu_B | \vec{D}) = \frac{P(\vec{D} | \mu_S, \mu_B) \times P(\mu_S, \mu_B)}{P(\vec{D})} \quad (5.11)$$

Où  $P(\mu_S, \mu_B | \vec{D})$  est couramment appelée la probabilité à posteriori des paramètres  $\mu_S$  et  $\mu_B$  sachant les données  $\vec{D}$ .  $P(\mu_S, \mu_B)$  est la probabilité dite à priori des paramètres  $\mu_S$  et  $\mu_B$  et présente ainsi un caractère subjectif, c'est pourquoi on la définira comme  $P(\mu_S, \mu_B) = 1$  si  $\mu_S > 0$  et  $\mu_B > 0$  et  $P(\mu_S, \mu_B) = 0$  dans le cas contraire.  $P(\vec{D})$ , dite "évidence Bayésienne", correspond à la probabilité d'observer les données  $\vec{D}$ . Etant donné qu'elle ne dépend pas des paramètres  $\mu_S$  et  $\mu_B$ , elle n'interviendra que comme un facteur de normalisation. Enfin,  $P(\vec{D} | \mu_S, \mu_B)$  correspond à la probabilité d'observer les données sachant les paramètres  $\mu_S$  et  $\mu_B$ . Elle est également appelée fonction de vraisemblance et on la notera par la suite  $\mathcal{L}(\mu_S, \mu_B)$ .

On peut ainsi réécrire le théorème de Bayes de la manière suivante :

$$P(\mu_S, \mu_B | \vec{D}) \propto \mathcal{L}(\mu_S, \mu_B) \quad (5.12)$$

Dès lors, les valeurs de  $\mu_S$  et  $\mu_B$  qui maximisent la probabilité  $P(\mu_S, \mu_B | \vec{D})$  maximisent également la fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}(\mu_S, \mu_B)$ .

La fonction de vraisemblance peut être calculée à partir de données binnées ou non binnées. La formulation binnée est souvent privilégiée car le temps de calcul associé à la maximisation de la fonction de vraisemblance est alors proportionnel au nombre de bins et non au nombre d'événements observés. On choisira toutefois la formulation non binnée qui permet d'extraire l'intégralité de l'information sur la forme spectrale. Par souci de simplification, on se propose toutefois de construire les fonctions de vraisemblance non binnées à une et à deux dimensions à partir de leur formulation binnée. On déterminera donc, dans un premier temps, la fonction de vraisemblance binnée à une dimension et on considérera le spectre observé avec  $N_{\text{bins}}$  bins de largeur  $\Delta_i$ .

Pour chacun des bins  $i$ , le nombre d'événements attendus est donné par :

$$\mu_i = \mu_{S_i} + \sum_j \mu_{B_i}^j \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} \mu_{S_i} &= \mu_S \int_{\Delta_i} f_S(E_C) dE_C \\ \mu_{B_i}^j &= \mu_B^j \int_{\Delta_i} f_B^j(E_C) dE_C \end{aligned} \quad (5.13)$$

Où  $f_S(E_C)$  et  $f_B^j(E_C)$  sont les distributions de probabilité de signal et de fond normalisées sur l'intervalle en énergie  $I$  de l'étude. La labellisation  $j$  fait référence au type de fond considéré et  $\int_{\Delta_i}$  à l'intégrale sur la largeur du bin  $i$ .

La probabilité d'observer  $N_i$  événements dans le bin  $i$  sachant que la valeur attendue par le modèle était  $\mu_i$  est donnée par la loi de Poisson. La probabilité que l'on avait d'observer exactement ce jeu de données est simplement le produit des probabilités associées à chacun des bins. On rappelle que la fonction de vraisemblance est définie comme la probabilité conditionnelle d'observer les données connaissant les paramètres du modèle :

$$\mathcal{L}(\sigma, \vec{\mu}_B) = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} P(N_i | \mu_i) = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{e^{-\mu_i} \mu_i^{N_i}}{N_i!} = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{e^{-(\mu_{S_i} + \mu_{B_i})} (\mu_{S_i} + \mu_{B_i})^{N_i}}{N_i!} \quad (5.14)$$

On peut dériver une formulation de la fonction de vraisemblance non binnée à partir de (5.14) en considérant  $N_{\text{bins}} \rightarrow \infty \Leftrightarrow \Delta_i \rightarrow 0$ . Dès lors, les bins contiennent soit aucun, soit un seul événement.

$$\mathcal{L}(\sigma, \vec{\mu}_B) = \prod_{e=1}^{N_{\text{evts}}} \mu_e e^{-\mu_e} \times \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}} - N_{\text{evts}}} e^{-\mu_i} = \exp\left(-\sum_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \mu_i\right) \prod_{e=1}^{N_{\text{evts}}} \mu_e \quad (5.15)$$

A partir des relations de l'équation (5.13), et en considérant la somme sur les bins  $i$  comme l'intégrale sur l'intervalle  $I$  dès lors que le nombre de bins tend vers l'infini, on en arrive à l'expression de la fonction de vraisemblance non binnée à une dimension :

$$\mathcal{L}(\sigma, \vec{\mu}_B) = \exp\left(-(\mu_S + \sum_j \mu_B^j)\right) \times \prod_{e=1}^{N_{\text{evts}}} \left( \mu_S f_S(E_C^e) + \sum_j \mu_B^j f_B^j(E_C^e) \right) \quad (5.16)$$

Il est possible d'inclure, dans la fonction de vraisemblance, notre degré de connaissance sur les paramètres de nuisance  $\vec{\mu}_B$  caractérisés par les incertitudes systématiques sur les divers fonds  $\vec{\sigma}_{\mu_B}$ . Cela se traduit par l'insert dans l'équation (5.16) de  $\mathcal{L}_{\text{sys}}(\vec{\mu}_B, \vec{\sigma}_{\mu_B})$  défini tel que :

$$\mathcal{L}_{sys}(\vec{\mu}_B, \vec{\sigma}_{\mu_B}) = \prod_j \mathcal{L}_{sys}^j(\mu_B^j, \sigma_{\mu_B}^j) = \prod_j \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\mu_B}^j} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{\mu_B^j - N_{evts}^j}{\sigma_{\mu_B}^j} \right)^2 \right\} \quad (5.17)$$

Où on rappelle que  $N_{evts}^j$  est obtenu par l'équation (5.10) et que les fonds sont supposés connus à 10% près (à l'exception des neutrinos du  $^8\text{B}$  qui sont connus à 16% près) :  $\sigma_{\mu_B}^j = 0.1 \times N_{evts}^j$

La généralisation à deux dimensions se fait tout naturellement en remplaçant les distributions de probabilité  $f(E_C)$  par  $f(E_C, E_{FID})$ . On obtient ainsi l'expression de la fonction de vraisemblance non binnée à deux dimensions :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\sigma, \vec{\mu}_B) = \exp(-(\mu_S + \sum_j \mu_B^j)) &\times \prod_{e=1}^{N_{evts}} \left( \mu_S f_S(E_C^e, E_{FID}^e) + \sum_j \mu_B^j f_B^j(E_C^e, E_{FID}^e) \right) \\ &\times \prod_j \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\mu_B}^j} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{\mu_B^j - N_{evts}^j}{\sigma_{\mu_B}^j} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (5.18)$$

Notons que les valeurs de la fonction de vraisemblance sont souvent extrêmement faibles et incitent à travailler préférentiellement avec son logarithme  $L(\sigma, \vec{\mu}_B) = \ln(\mathcal{L}(\sigma, \vec{\mu}_B))$  qui préserve les extremums.

### 5.2.2 Test statistique par maximum de vraisemblance profilé

Par la suite, nous utiliserons souvent la notation  $H_\sigma$  pour faire référence à l'hypothèse selon laquelle les WIMPs ont une section efficace  $\sigma$ . De manière à tester la compatibilité de l'hypothèse  $H_\sigma$  vis-à-vis des données, on utilisera un test statistique dit "par maximum de vraisemblance profilé" qui permet de réduire les données à une unique variable  $q_\sigma$  définie telle que :

$$q_\sigma = \begin{cases} -2\ln(\lambda(\sigma)) & \hat{\sigma} \leq \sigma \\ 0 & \hat{\sigma} > \sigma \end{cases}. \quad \text{où} \quad \lambda(\sigma) = \frac{\mathcal{L}(\sigma, \hat{\hat{\theta}})}{\mathcal{L}(\hat{\sigma}, \hat{\theta})} \quad (5.19)$$

Où  $\theta$  représente l'ensemble des paramètres de nuisance ( $\theta \equiv \vec{\mu}_B$ ),  $\hat{\sigma}$  et  $\hat{\hat{\theta}}$  sont respectivement les estimateurs de maximum de vraisemblance associés à notre paramètre d'intérêt et aux paramètres de nuisance. La notation  $\hat{\hat{\theta}}$  fait référence au fait que  $\sigma$  est fixé lors de la maximisation de la fonction de vraisemblance : on parle alors d'estimateur conditionnel du maximum de vraisemblance.

Par définition,  $\mathcal{L}(\sigma, \hat{\hat{\theta}}) \leq \mathcal{L}(\hat{\sigma}, \hat{\theta}) \Leftrightarrow 0 \leq \lambda(\sigma) \leq 1 \Leftrightarrow q_\sigma \geq 0$ . Ainsi, tel qu'est défini le test statistique, des valeurs de  $q_\sigma$  croissantes indiquent une plus grande incompatibilité entre l'hypothèse testée  $H_\sigma$  et les données et tendent donc à exclure l'hypothèse  $H_\sigma$ . On fixe  $q_\sigma = 0$  lorsque  $\hat{\sigma} > \sigma$  car, dans le cas où l'on s'intéresse à mettre une limite supérieure sur la section



efficace, on ne souhaite pas considérer  $\hat{\sigma} > \sigma$  comme représentant une plus grande incompatibilité entre l'hypothèse testée  $H_\sigma$  et les données observées. En termes plus explicites, on ne doit pas considérer des données comme indiquant une section efficace ( $\hat{\sigma}$ ) plus élevée que celle dont on souhaite savoir si on peut l'exclure ( $\sigma$ ) comme légitimant l'exclusion de l'hypothèse  $H_\sigma$ , bien au contraire.

### 5.2.3 Limite d'exclusion à partir de données observées

On s'intéresse, dans un premier temps, à la méthodologie d'obtention d'une limite d'exclusion à partir de données observées. Exclure une section efficace  $\sigma$  avec un degré de confiance  $\alpha$  revient à dire que si l'hypothèse testée  $H_\sigma$  est vraie ( $\sigma = \sigma_W$ ), la probabilité  $p_s$  pour que le résultat d'une hypothétique expérience EDELWEISS aléatoire exclue une section efficace inférieure à  $\sigma_W$  est donnée par  $p_s \leq 1 - \alpha$ . On s'intéresse donc à connaître la plus petite valeur de section efficace pour laquelle cette dernière relation est vérifiée, à savoir :  $p_s = 1 - \alpha$ . Pour chaque valeur de  $\sigma$  testée, on a donc besoin de la distribution de probabilité  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  du test  $q_\sigma$  sous l'hypothèse  $H_\sigma$  de manière à calculer  $p_s$  :

$$p_s = \int_{q_\sigma^{obs}}^{+\infty} f(q_\sigma|H_\sigma) dq_\sigma \quad (5.20)$$

où  $q_\sigma^{obs}$  correspond à la valeur du test statistique  $q_\sigma$  obtenue sur les données observées pour la section efficace  $\sigma$  testée .

#### Approximation asymptotique

En principe, nous devrions générer un grand nombre Monte-Carlo sous l'hypothèse  $H_\sigma$  pour en dériver  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  et ce pour toutes les sections efficaces  $\sigma$  testées jusqu'à obtention de  $p_s$  donnant le degré de confiance  $\alpha$  souhaité. En pratique, et c'est là tout l'intérêt de ce test statistique, la distribution de probabilité  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  suit, d'après le théorème de Wilks [124], une demi-loi de  $\chi^2$  centrée de degré 1. La distribution  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  est donc indépendante de  $\sigma$  et parfaitement connue à l'avance :

$$f(q_\sigma|H_\sigma) = \frac{1}{2} \delta(q_\sigma) + \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{q_\sigma}} e^{-\frac{q_\sigma}{2}} \quad (5.21)$$

On accède dès lors à  $p_s$  sans générer un seul Monte-Carlo que ce soit. Ainsi, à partir des données, la valeur de section efficace exclue à 90% de confiance est la valeur de section efficace pour laquelle  $q_\sigma^{obs} = 1.64$ . En réalité, il convient de vérifier le bon accord entre la formule asymptotique (eq (5.21)) et la distribution  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  obtenue par génération de Monte-Carlo (Figure 5.5). En effet, bien que l'accord puisse être parfait à haute statistique, dès lors que le nombre total d'événements observés devient très faible, la distribution  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  ne suit plus une loi de  $\chi^2$ . Un moyen simple de s'en convaincre est de considérer le cas où l'on n'observerait aucun événement dans notre région d'intérêt. On prendra pour l'exemple la fonction de vraisemblance donnée en équation (5.16). Les estimateurs de maximum de vraisemblance sur le nombre d'événements de signal  $\hat{\mu}_S = 0$  et de bruit  $\hat{\theta} = 0$  donneraient lieu à une valeur du maximum de vraisemblance  $\mathcal{L}(\hat{\sigma}, \hat{\theta}) = 1$ . Ainsi, la section efficace  $\sigma$  exclue telle que  $q_\sigma = 1.64$

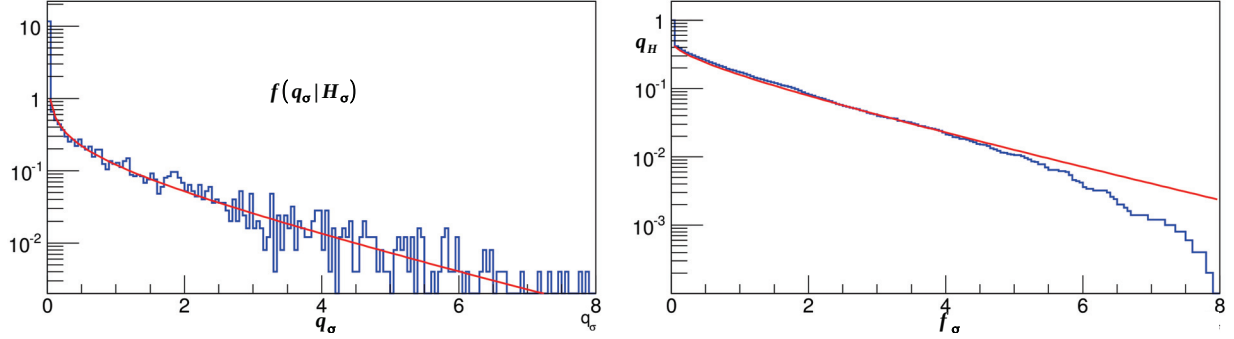


FIGURE 5.5: *A gauche : Comparaison de la distribution de  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  obtenue par Monte-Carlo (histogramme) avec celle donnée par la formule asymptotique (eq (5.21)) en rouge. A droite : Comparaison de la distribution de  $p_s$  (eq (5.20)) obtenue par Monte-Carlo avec celle prédite par la formule asymptotique. On observe un excellent accord entre les distributions théoriques attendues et celles issues de Monte-Carlo.*

serait telle que  $1.64 = -2\ln(\mathcal{L}(\hat{\sigma}, 0))$ , soit  $\exp(-0.82) = \exp(-\mu_S)$ . On se retrouverait ainsi dans le cas absurde où l'on excluerait à 90% de confiance un nombre d'événements WIMPs de 0.82, c'est-à-dire inférieur à la limite de Poisson qui, elle, excluerait 2.3 événements.

Dans le cas qui nous concerne, nous avons fait le choix d'utiliser un likelihood non binné, qui implique de contraindre les estimateurs du nombre d'événements de signal et des différents types de fonds à être positifs. Initialement, le test statistique décrit dans [124] stipule la nécessité d'autoriser  $\hat{\sigma} < 0$  pour retrouver l'approximation asymptotique à basse statistique de signal. Dès lors, l'utilisation d'un likelihood non binné implique un écart entre la distribution  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  et sa formulation asymptotique à basse statistique de signal.

Cela signifie que, même à haute statistique de fond, dès lors que l'on a un pouvoir de discrimination permettant d'exclure une section efficace correspondant à seulement quelques événements WIMPs,  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  ne suit plus une loi de  $\chi^2$ . Toutefois, de tels cas de figure ne se produisent que lorsque l'on peut exclure typiquement moins de 4 à 5 événements WIMPs. Etant donné que l'on souhaite sonder l'influence d'une multitude de paramètres pour des expositions conséquentes, on utilisera tout de même la formulation asymptotique qui permet de réduire considérablement le temps de calcul. Toutefois, on contraindra le nombre minimal d'événements WIMPs exclus à la valeur de 2.3 que l'on aurait obtenu sans l'approximation asymptotique. Ce faisant, au prix d'un biais minime sur le calcul des limites d'exclusion et ce uniquement lorsque le pouvoir de discrimination est extrêmement élevé, nous pourrions tester des scénarios qui, même avec cette approximation, peuvent parfois nécessiter une journée de temps de calcul.

### Exclusion infondée

Une autre difficulté apparaît lorsque l'on souhaite dériver une limite supérieure sur la section efficace à partir de données observées. Des fluctuations inférieures du bruit de fond peuvent parfois donner lieu à l'exclusion d'une section efficace à laquelle l'expérience n'est

pas sensible. Une telle situation est représentée figure 5.6 où on suppose, pour l'exemple, que les WIMPs ont une section efficace d'interaction nulle et que l'on peut donc considérer des données générées par Monte-Carlo selon l'hypothèse  $H_0$  comme des réalisations aléatoires de l'expérience EDELWEISS. On considère toujours, pour l'exemple, que les données observées sont l'une de ces réalisations aléatoires pour laquelle le bruit de fond a sous fluctué et où l'on a exclu la section efficace  $\sigma$  nous donnant  $q_\sigma^{obs} = 1.64$ .

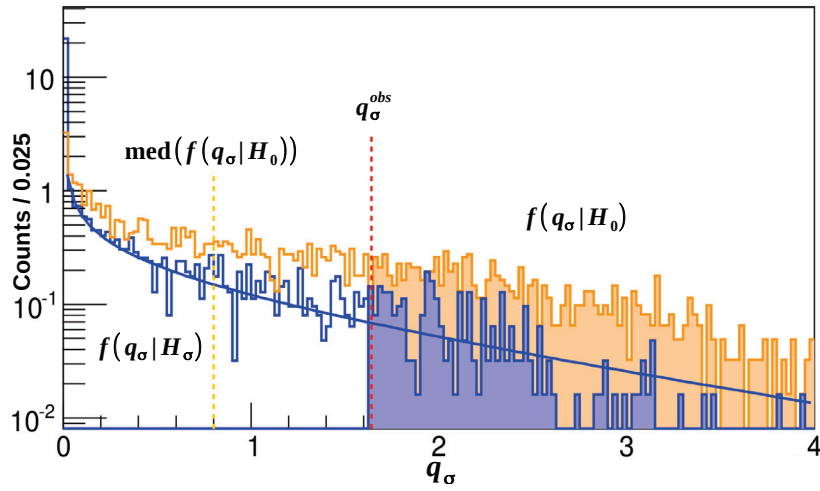


FIGURE 5.6: Les histogrammes en orange et en bleu sont respectivement les distributions  $f(q_\sigma|H_0)$  et  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  obtenues via la génération de Monte-Carlo pour la section efficace  $\sigma$  exclue obtenue telle que  $p_s = 0.1$ . La courbe bleue en trait plein indique la distribution  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  via la formule asymptotique. On voit que la valeur médiane de la distribution  $f(q_\sigma|H_0)$  en trait pointillé orange est bien inférieure à la valeur de  $q_\sigma^{obs} = 1.64$  représentée par le trait pointillé en rouge. Cela indique une sous-fluctuation du bruit de fond dans les données observées et résulte en une valeur de  $1 - p_b$  très faible ( aire colorée en orange ).

La médiane de la distribution  $f(q_\sigma|H_0)$  montre que la valeur du test statistique est, pour une majorité d'expériences EDELWEISS aléatoires simulées, inférieure à 1.64. Cela signifie que si les données observées s'étaient avérées être l'une des nombreuses réalisations aléatoires de l'hypothèse  $H_0$  pour lesquelles  $q_\sigma < 1.64$ , nous aurions alors testé d'exclure une section efficace plus élevée de manière à obtenir  $q_\sigma = 1.64$ .

La méthode  $CL_s$  [125] permet de se prémunir contre cet effet des possibles sous fluctuations du bruit de fond. Elle consiste à modifier  $p_s$  tel que :

$$p'_s = \frac{p_s}{1 - p_b} \quad \text{où} \quad 1 - p_b = \int_{q_\sigma^{obs}}^{\infty} f(q_\sigma|H_0) dq_\sigma \quad (5.22)$$

$1 - p_b$  est la probabilité pour que le test statistique  $q_\sigma$  soit plus grand que celui observé dans les données si l'on fait l'hypothèse que les données peuvent être représentées par  $H_0$ . Il

s'agit en quelque sorte d'un facteur de pénalité statistique que l'on s'inflige, plus ou moins grand selon que le fond a, à priori, sous-(ou sur)-fluctué. Si l'on reprend l'exemple précédent schématisé figure 5.6, on voit bien que, dans un tel cas,  $1 - p_b$  qui correspond au rapport de l'aire colorée de l'histogramme orange sur l'aire totale, est très faible. Il en résulte une valeur de  $p'_s$  bien supérieure à  $p_s = 0.1$  et donc un niveau de confiance bien inférieur à 90%. Cela signifie que pour garder le niveau de confiance souhaité de 90%, on doit tester d'exclure une valeur de section efficace plus élevée en recherchant  $\sigma$  tel que  $p'_s = 0.1$ .

#### 5.2.4 Sensibilité de l'expérience

Pour les projections, on souhaite savoir quelle valeur de section efficace nous serions susceptibles d'exclure à 90% de confiance lors d'une future expérience si aucun WIMP n'avait interagi dans nos détecteurs. Les données seront décrites dans ce cadre par l'hypothèse  $H_0$ . La méthode décrite par G. Cowan [124] consiste à générer  $N_{MC}$  Monte-Carlo selon l'hypothèse  $H_0$  et, pour chaque valeur de  $\sigma$  testée, considérer la valeur  $q_\sigma^{obs}$  comme étant la médiane de la distribution du test  $q_\sigma$  sous l'hypothèse  $H_0$  :  $q_\sigma^{obs} = \text{med}(f(q_\sigma|H_0))$  (cf. figure 5.7).

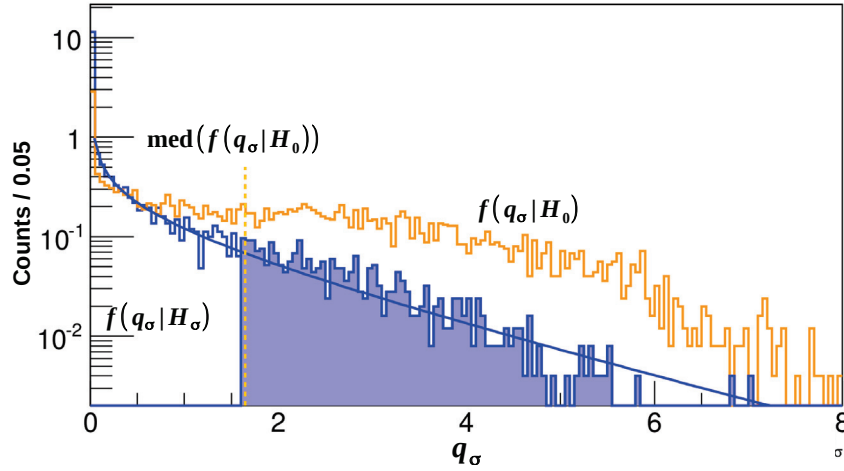


FIGURE 5.7: Les histogrammes en orange et en bleu sont respectivement les distributions  $f(q_\sigma|H_0)$  et  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  obtenues via la génération de Monte-Carlo pour la section efficace  $\sigma$  exclue (90%CL). La courbe bleue en trait plein indique la distribution  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  via la formule asymptotique. On considère la valeur de  $q_\sigma^{obs}$  comme la médiane de la distribution  $f(q_\sigma|H_0)$  représentée en trait pointillé orange.

On se place ainsi dans le cas de figure où il n'y aurait pas de sous-fluctuation (resp. sur-fluctuation) du bruit de fond dans les futures données observées et où l'application de la procédure CL<sub>s</sub> n'apparaît, à première vue, pas nécessaire. En toute rigueur, étant donné que, dans une future expérience, nous devrions l'appliquer pour nous prémunir de l'exclusion de sections efficaces auxquelles nous ne serions pas sensibles, il apparaîtrait logique de les appliquer dans le cadre de projections. Cependant, de par la définition même de  $p'_s$  et de notre formulation de  $q_\sigma^{obs} = \text{med}(f(q_\sigma|H_0))$ , le facteur de pénalité statistique est le même en

toutes circonstances :  $1 - p_b = 0.5$ . Dès lors,  $p'_s = 0.1 \leftrightarrow p_s = 0.05$  et l'application de la procédure  $CL_s$  pour les projections reviendrait à exclure avec un degré de confiance de 90% la section efficace que l'on aurait exclu sans cette méthode avec un degré de confiance de 95% ; c'est pourquoi nous ne l'appliquerons pas par la suite.

Une autre approche consiste à générer  $N_{Exp}$  expériences par Monte-Carlo sous l'hypothèse  $H_0$  et, pour chacune d'elles, à considérer directement  $q_\sigma$  comme étant la valeur observée  $q_\sigma^{obs}$ . Ce faisant, on a, pour un temps de calcul équivalent, non pas une valeur, mais une distribution de  $N_{Exp}$  valeurs de section efficace exclues (90%CL). On détermine alors la sensibilité de l'expérience via la valeur médiane de cette distribution. Cette méthode présente un avantage lorsque l'on souhaite vérifier la probabilité de "coverage" que nous allons définir plus loin, du fait qu'elle nécessite pour cela  $N_{MC}$  fois moins de temps que la première méthode décrite.

### Bande d'erreur

On indique, à titre d'information, la méthodologie permettant de déterminer la bande d'erreur sur la sensibilité d'une expérience, même si nous n'appliquerons pas cette procédure pour les projections.

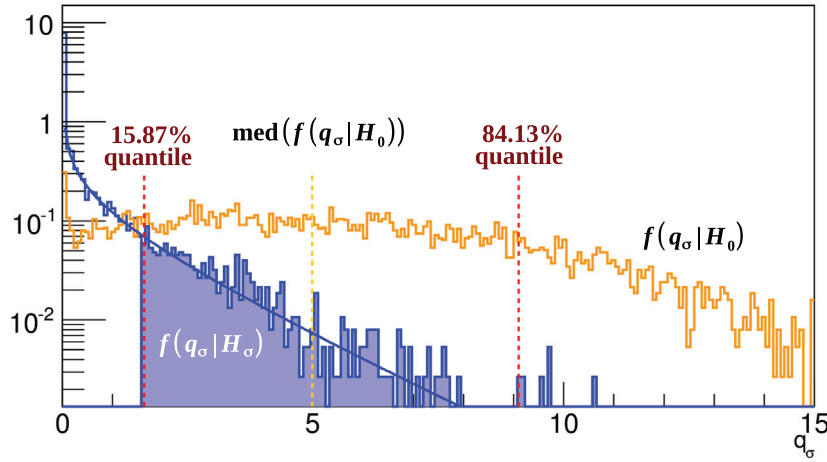


FIGURE 5.8: Les histogrammes en orange et en bleu sont respectivement les distributions  $f(q_\sigma|H_0)$  et  $f(q_\sigma|H_\sigma)$  obtenues via la génération de Monte-Carlo pour la section efficace  $\sigma_{inf}$ . C'est pourquoi le 15.87%-quantile de la distribution  $f(q_\sigma|H_0)$  coïncide avec la valeur  $q_\sigma = 1.64$ .

La construction d'un intervalle à  $(\pm 1\sigma)$  de la section efficace exclue à 90% de confiance permet d'évaluer les fluctuations statistiques auxquelles s'attendre lors d'une future prise de données. Disposant de l'entière distribution  $f(q_\sigma|H_0)$ , les bornes  $\sigma_{inf}$  et  $\sigma_{sup}$  de l'intervalle sont obtenues en considérant  $q_\sigma^{obs}$  non plus comme la médiane de  $f(q_\sigma|H_0)$ , mais comme  $q_{\sigma_{inf}}^{obs} = \text{med}(f(q_\sigma|H_0)) - 1\sigma$  et  $q_{\sigma_{sup}}^{obs} = \text{med}(f(q_\sigma|H_0)) + 1\sigma$ , c'est-à-dire respectivement les 15.87%-quantile et 84.13%-quantile de la distribution  $f(q_\sigma|H_0)$ .

L'intervalle à  $(\pm 1\sigma)$  peut également être obtenu en répétant la procédure d'obtention de la limite d'exclusion à 90%CL un grand nombre  $N_{Exp}$  de fois, et en définissant les intervalles de la bande de confiance  $\sigma_{inf}$  et  $\sigma_{sup}$  comme les quantiles de la distribution obtenue de section efficace exclue. Cette méthode, très fastidieuse en terme de temps CPU (génération de  $N_{Exp} \times N_{MC}$  Monte-Carlo), n'est toutefois pas nécessaire du fait de l'excellent accord entre les deux méthodes [124].

### 5.3 Validation du code d'analyse

Avant d'effectuer les projections via les outils que nous venons de développer, il convient de s'assurer de la validité de chacun des aspects du code d'analyse.

#### Reconstruction des fonds

Une étape essentielle consiste à générer des données selon l'hypothèse  $H_\sigma$  et à s'assurer que le maximum de vraisemblance est atteint pour un nombre d'événements de signal et de chacun des fonds correspondant à celui généré par Monte-Carlo. Il est possible de voir, en figure 5.9, la distribution du nombre d'événements de chacun des fonds et du signal reconstruit par maximum de vraisemblance. Les traits pointillés en rouge indiquent, pour chacun des fonds, le nombre d'événements auquel est appliquée une fluctuation gaussienne, puis Poissonnienne, pour la génération de chacun des Monte-Carlo. Les traits pleins en bleu indiquent la valeur médiane du nombre d'événements donnant lieu au maximum de la fonction de vraisemblance. La superposition des deux traits indique une parfaite reconstruction des fonds générés par Monte-Carlo. On peut en conclure que la fonction de vraisemblance et l'algorithme de maximisation de celle-ci sont correctement définies (il n'y a pas de biais). Etant donné que les fonds ne sont pas générés à partir des fonctions de densité de probabilité, cela signifie que ces dernières sont correctement normalisées et que les efficacités de sélection de la bande WIMP et des événements fiduciels sont également valides.

#### Coverage

Il s'agit ensuite de valider le test statistique en s'assurant de la probabilité de coverage. Dans le cadre d'une limite d'exclusion supérieure, on définit le coverage comme la proportion du temps où la véritable valeur de section efficace  $\sigma$  serait exclue si on répétait l'expérience un grand nombre de fois. Pour le vérifier, on génère des données simulées avec notre modèle de bruit de fond et des WIMPs de section efficace  $\sigma$ . La figure 5.10 montre que le 10%-quantile de la distribution de section efficace exclue représenté par un trait pointillé rouge coïncide avec la valeur de section efficace utilisée pour simuler les données. Cela indique que le coverage correspond parfaitement au niveau de confiance choisi de 90%, c'est-à-dire que l'on exclut bien 90% du temps la véritable valeur de section efficace. Notons que cette même figure montre l'équivalence entre les deux méthodes précédemment décrites pour obtenir la sensibilité de l'expérience : celle où l'on considère  $q_\sigma^{obs}$  comme la médiane de la distribution  $f(q_\sigma|H_0)$  et celle utilisée pour vérifier le coverage où l'on considère directement, pour chaque Monte-Carlo,  $q_\sigma$  comme étant  $q_\sigma^{obs}$ . En effet, on observe un parfait recouvrement du trait



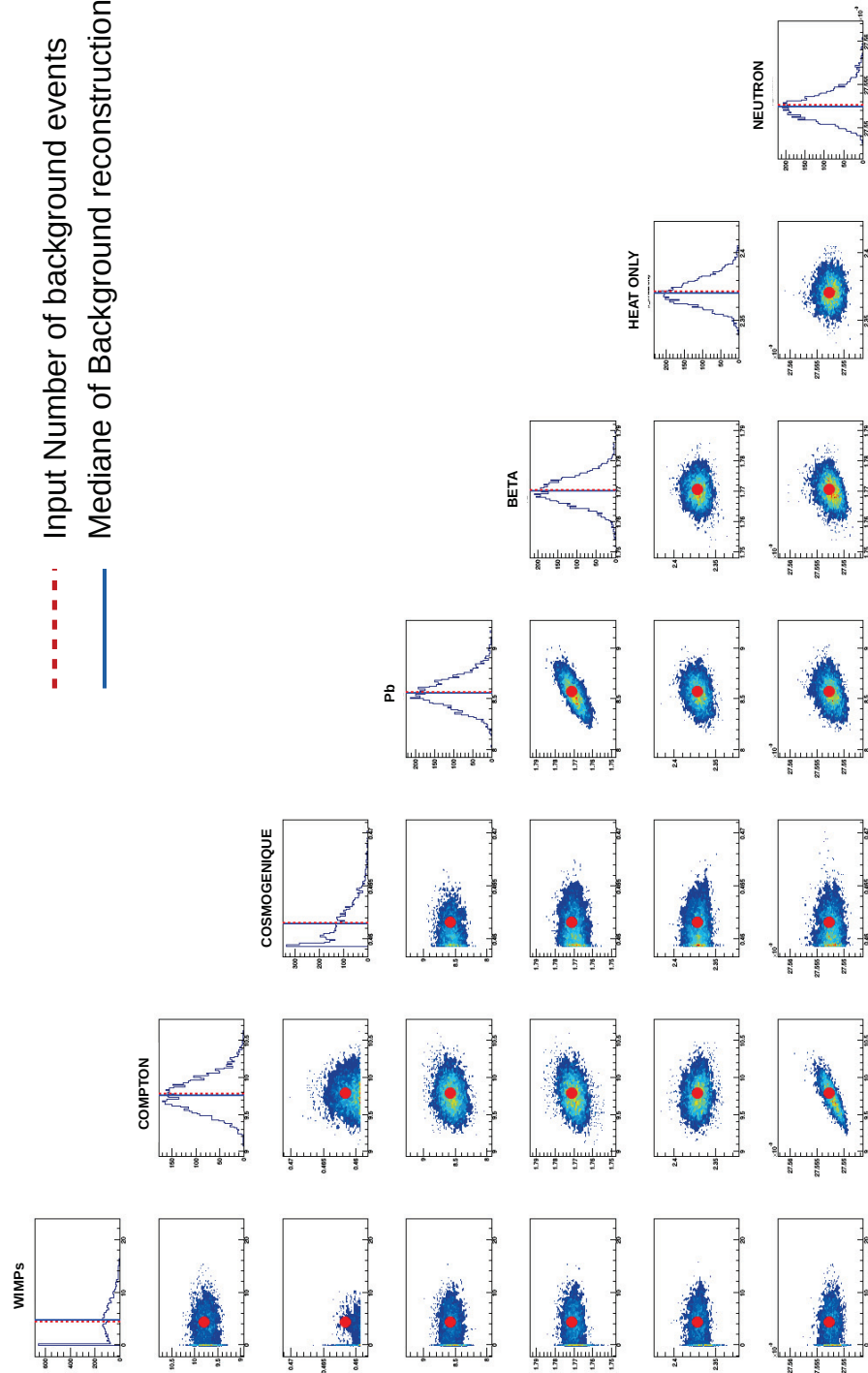


FIGURE 5.9: *Reconstruction par maximum de vraisemblance des fonds générés par Monte-Carlo. Les traits pointillés en rouge indiquent, pour chacun des fonds, le nombre d'événements générés par Monte-Carlo. Les traits pleins en bleu indiquent la valeur médiane du nombre d'événements donnant lieu au maximum de la fonction de vraisemblance. On a négligé les neutrinos dans cette étude.*

pointillé orange avec le trait plein noir correspondant respectivement aux sections efficaces exclues (90%CL) déterminées pour la sensibilité de l'expérience via la première et la seconde approches.

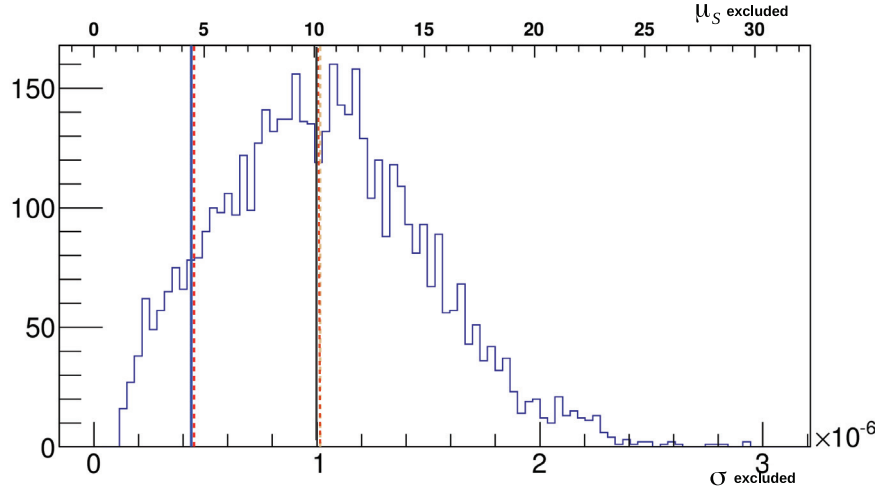


FIGURE 5.10: *Distribution de sections efficaces exclues à 90%CL en considérant directement  $q_\sigma$  comme la valeur observée  $q_\sigma^{obs}$ . Le trait pointillé rouge indique la valeur de section efficace utilisée pour générer les données simulées et coïncide avec le 10%-quantile de la distribution représenté en trait bleu. La valeur médiane de la distribution en traits orange est en parfait recouvrement avec la valeur de section efficace obtenue en considérant  $q_\sigma^{obs} = \text{med}(f(q_\sigma|H_0))$  (représentée en trait noir).*

Enfin, nous avons également vu, sur l'ensemble des figures où apparaissait la distribution  $f(q_\sigma|H_\sigma)$ , que celle-ci suivait bien une demi-loi de  $\chi^2$  centrée de degré 1, confirmant une fois de plus les attentes du code d'analyse.

Le code d'analyse étant validé, nous pouvons maintenant nous consacrer au coeur de ce chapitre : l'étude de l'impact des paramètres expérimentaux sur la sensibilité de l'expérience.

## 5.4 Résultats

Nous introduirons cette section par un très bref récapitulatif de l'état actuel de la recherche de matière noire via la détection directe, de manière à expliquer l'orientation vers les WIMPs de basse masse de l'étude qui va suivre. Le plan de cette dernière se caractérise comme suit :

On souhaite, en premier lieu, tirer les conclusions du Run308 et des limitations induites par le fond neutron sur l'analyse de type standard à haute masse. Il convient de définir la stratégie à court terme qui permet de tirer le maximum des possibilités qu'offrent les détecteurs FIDs et le dispositif expérimental. C'est pourquoi les projections seront, dans un premier temps, basées sur les résolutions et fonds actuels mais également sur les valeurs de tensions immédiatement accessibles avec les alimentations dont on dispose.

L'objectif principal de cette section est toutefois d'étudier l'influence de divers paramètres sur la sensibilité d'une expérience : tensions, résolutions, discrimination des événements de surface... Le but étant de fournir une vision d'ensemble des bénéfices et contraintes des diverses stratégies possibles. On vise ainsi à indiquer la marche à suivre pour les expériences futures en fonction de la région de l'espace des paramètres ( $\sigma_{SI}$ ,  $M_W$ ) visée.

### 5.4.1 Introduction

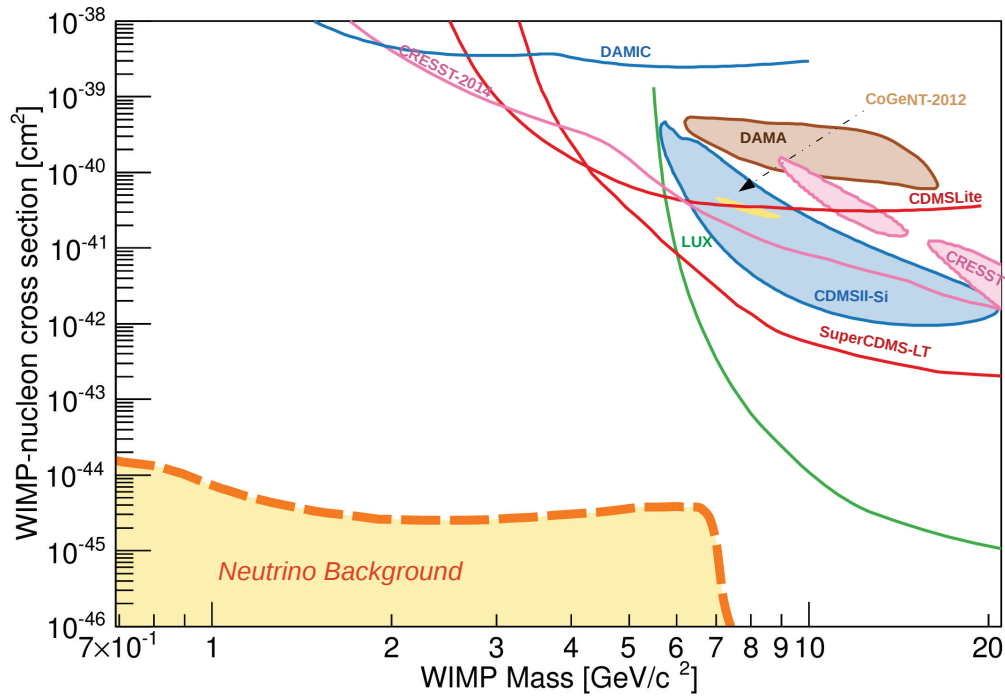


FIGURE 5.11: *Récapitulatif non exhaustif des limites sur la section efficace d'interaction WIMP-Nucléon obtenues par diverses expériences de détection directe. Voir figure 1.13 au chapitre 1 pour une liste plus complète.*

La figure 5.11 fournit un récapitulatif non exhaustif des contraintes imposées sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon spin-indépendante, par diverses expériences de détection de matière noire. Le lecteur peut se référer à la figure 1.13 présentée au chapitre 1 pour une liste plus complète. On observe un fossé de plus de deux ordres de grandeur entre la limite d'exclusion obtenue par LUX, et les plus récentes de SuperCDMS et EDELWEISS pour des WIMPs de haute masse ( $>10$  GeV). En effet, en l'absence d'un bruit de fond limitant tel que les neutrons, la progression dans cette région de l'espace des paramètres ( $\sigma_{SI}$ ,  $M_W$ ) est proportionnelle à l'exposition. Les expériences à liquides scintillants telles que LUX bénéficient de masses d'absorbeur bien plus importantes que les expériences qui emploient des cristaux scintillants ou semi-conducteurs comme EDELWEISS. Ces dernières seraient donc intrinsèquement réduites, pour la recherche de WIMPs de haute masse, à confirmer ou infir-

mer les résultats précédemment obtenus par les expériences à liquides scintillants. Pour des masses de WIMPs plus faibles, on observe que, contrairement aux limites de superCDMS, CDMS, CRESST, la limite de LUX croît subitement de manière asymptotique aux alentours de 6 GeV. Cette remontée brutale est commune à l'ensemble des expériences lorsque le seuil en énergie de recul devient le facteur limitant. Celles-ci ne sont alors sensibles qu'à la queue de la distribution des WIMPs, région du spectre en énergie de recul fortement dépendante de la vitesse d'échappement des WIMPs. La validité des limites d'exclusion est ainsi fortement modèle dépendant dans les régions où elles commencent à diverger. Les expériences à liquides scintillants déclenchent d'ores et déjà sur un à quelques photo-électrons. Cela ne leur laisse que peu d'améliorations possibles à apporter au niveau des seuils et les restreignent à sonder les régions de haute masse. En ce qui concerne les expériences employant des cibles à cristaux, les seuils sont contraints par les résolutions en chaleur qui sont encore loin des limitations intrinsèques des bolomètres. Leur marge de progression est donc bien plus importante. Dans le cas de bolomètres à semi-conducteurs comme ceux utilisés par EDELWEISS, l'emploi de hautes tensions permet d'amplifier l'effet Luke et, par suite, le rapport signal/bruit de la voie chaleur. La vaste région à basse masse encore inexplorée semble offrir une opportunité de taille pour les expériences comme EDELWEISS utilisant des cibles à cristaux. C'est pourquoi la présente étude se restreint à la gamme de masses de WIMPs inférieure à 20 GeV.

Par la suite, nous allons être amenés à faire varier les paramètres expérimentaux. On synthétise ici l'ensemble des aspects communs au divers scénarios qui seront envisagés :

- les résolutions en ionisation fiducielle  $\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}}$  seront indiquées en  $\text{keV}_{\text{ee}}$  et les résolutions en chaleur  $\sigma_{\text{E}_C}$  en keV. On considérera que les résolutions des voies veto sont  $\sqrt{2}$  fois plus élevées que la voie ionisation fiducielle ( $\sigma_{\text{E}_V} = \sqrt{2}\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}}$ ). Les résolutions seront indiquées par leur écart type.
- la valeur du seuil de déclenchement est considérée comme étant égale à quatre fois la valeur de la résolution en chaleur.
- la valeur du seuil d'analyse est fixée à la valeur du seuil de déclenchement. Elle correspond donc à la valeur en énergie chaleur où l'on dispose de 50% d'efficacité de seuil de déclenchement.
- concernant l'analyse par maximum de vraisemblance, les limites d'exclusion ne seront calculées qu'à partir des masses de WIMPs pour lesquelles la fin du spectre en énergie de recul se situe au-delà du seuil d'analyse (en  $\text{keV}_{\text{NR}}$ ). Concernant l'analyse par BDT, les limites ont été calculées uniquement pour les masses où au moins 1% du spectre en énergie de recul se situe au-delà du seuil. C'est pourquoi il ne faudra pas prêter attention au fait que les limites par maximum de vraisemblance vont jusqu'à des masses légèrement plus faibles que les limites par BDT.

### 5.4.2 Futur proche d'EDELWEISS

Dans cette sous-section, on souhaite définir les objectifs de l'expérience EDELWEISS pour les années à venir. On sait que les chaleurs seules, fond dominant de l'expérience, représentent un facteur extrêmement limitant sur la sensibilité de l'expérience pour l'analyse basse masse. Les projections ont permis de quantifier leur impact et de motiver une étude de ce fond en vue de le diminuer. En l'état actuel, son origine est encore inconnue, c'est pourquoi nous étudierons également deux autres pistes envisagées. La première consiste en une amélioration des résolutions en ionisation. Une R&D est en cours depuis plusieurs années sur l'électronique de préamplification et vise à remplacer les FETs actuels par des HEMTS (High Electron Mobility Transistors). Les gains en résolution de la voie ionisation pourraient atteindre jusqu'à un facteur 2, permettant de passer de  $\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}} = 200 \text{ eV}_{\text{ee}}$  actuellement à  $\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}} = 100 \text{ eV}_{\text{ee}}$ . L'autre voie envisagée consiste à parvenir à modéliser les fonds avec une précision suffisante pour permettre une analyse par maximum de vraisemblance. Ce type d'analyse, contrairement à une analyse BDT, permet de soustraire les fonds estimés et ainsi d'accroître la sensibilité de l'expérience.

La figure 5.12 (haut) montre l'évolution de la sensibilité avec l'exposition à la fois pour les analyses par BDT (en traits pointillés larges) et par maximum de vraisemblance (en traits plein). Les courbes en traits pointillés fins correspondent aux sensibilités en l'absence de fond. Le code couleur indique les expositions fiducielles telles qu'indiquées en haut à gauche de la figure. Les conditions expérimentales actuelles d'EDELWEISS sont utilisées pour les deux analyses. On observe, comme attendu, un gain important de l'analyse par maximum de vraisemblance en comparaison avec l'analyse par BDT à toutes masses. Ce gain relatif varie d'un à deux ordres de grandeur entre 35 kg.jours et 3500 kg.jours pour les masses de WIMPs inférieures à 6 GeV. Ceci est dû à un effet de saturation des limites obtenues par BDT. En effet, l'accroissement de l'exposition n'améliore pas la sensibilité et indique la présence d'un fond limitant à basse masse : le fond chaleur seule. L'analyse par maximum de vraisemblance, bien qu'impactée par ce fond, ne subit pas cet effet de saturation. On voit qu'elle permet de progresser dans la région de faibles masses encore inexplorée. Un accroissement de l'exposition d'un facteur 10 permet une amélioration de la sensibilité de l'ordre d'un facteur 3 dans cette région. Ceci est dû au fait que ce type d'analyse soustrait les fonds contrairement au BDT qui détermine, lui, le jeu de coupures donnant lieu au meilleur rapport signal/bruit. La différence de sensibilité qu'offrent les deux types d'analyses est toutefois moins marquée à plus haute masse. Cela nous indique certes un intérêt pour l'analyse par maximum de vraisemblance même au-delà de 10 GeV, mais ce type d'analyse ne semble pas indispensable à l'exploration des WIMPs de haute masse. On note également qu'une exposition de 3500 kg.jours ne permet pas de rattraper LUX quel que soit le type d'analyse envisagée avec les fonds actuels.

L'orientation originelle d'EDELWEISS pour la détection de WIMPs de  $\sim 100 \text{ GeV}$  a toujours conduit à utiliser de faibles tensions pour éviter que l'effet Luke ne domine le signal chaleur. L'amplification de ce dernier par l'application de plus hautes tensions tend en effet à diminuer le pouvoir de discrimination. Toutefois, l'amélioration des résolutions qui s'ensuit permet d'abaisser les seuils et d'être ainsi sensible à des WIMPs de plus faible masse. C'est

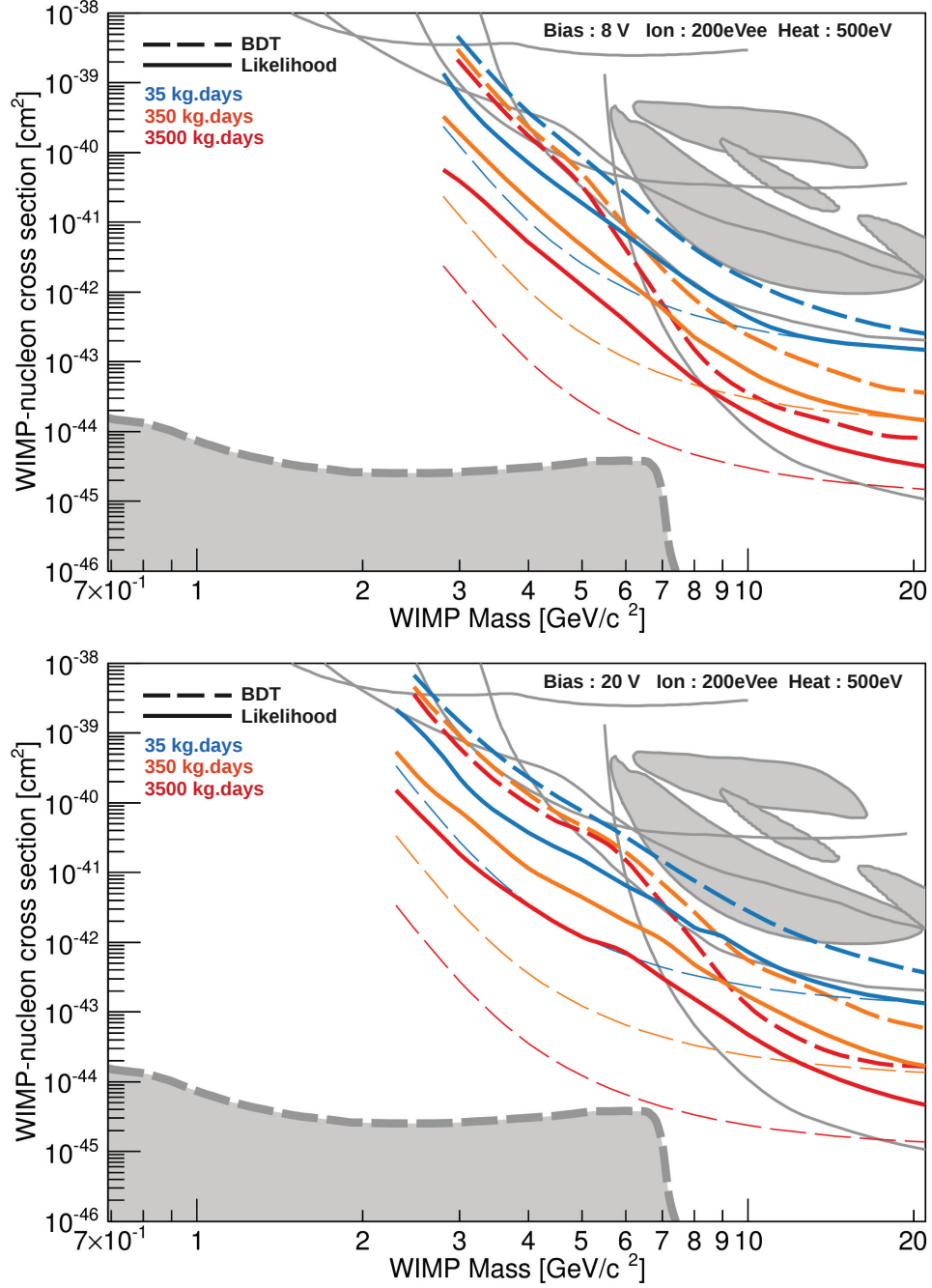


FIGURE 5.12: Influence de la méthode d'analyse sur l'évolution de la sensibilité avec l'exposition. Les conditions de fonds et de résolutions sont celles d'EDELWEISS-III. Les figures du haut et du bas correspondent respectivement aux conditions de polarisation 8 V et 20 V. Les limites obtenues via une analyse par maximum de vraisemblance (resp. par BDT) sont représentées en traits pleins (resp. traits pointillés larges). Les sensibilités en l'absence de fonds sont indiquées en traits pointillés fins. Le code couleur indique les expositions fiducielles



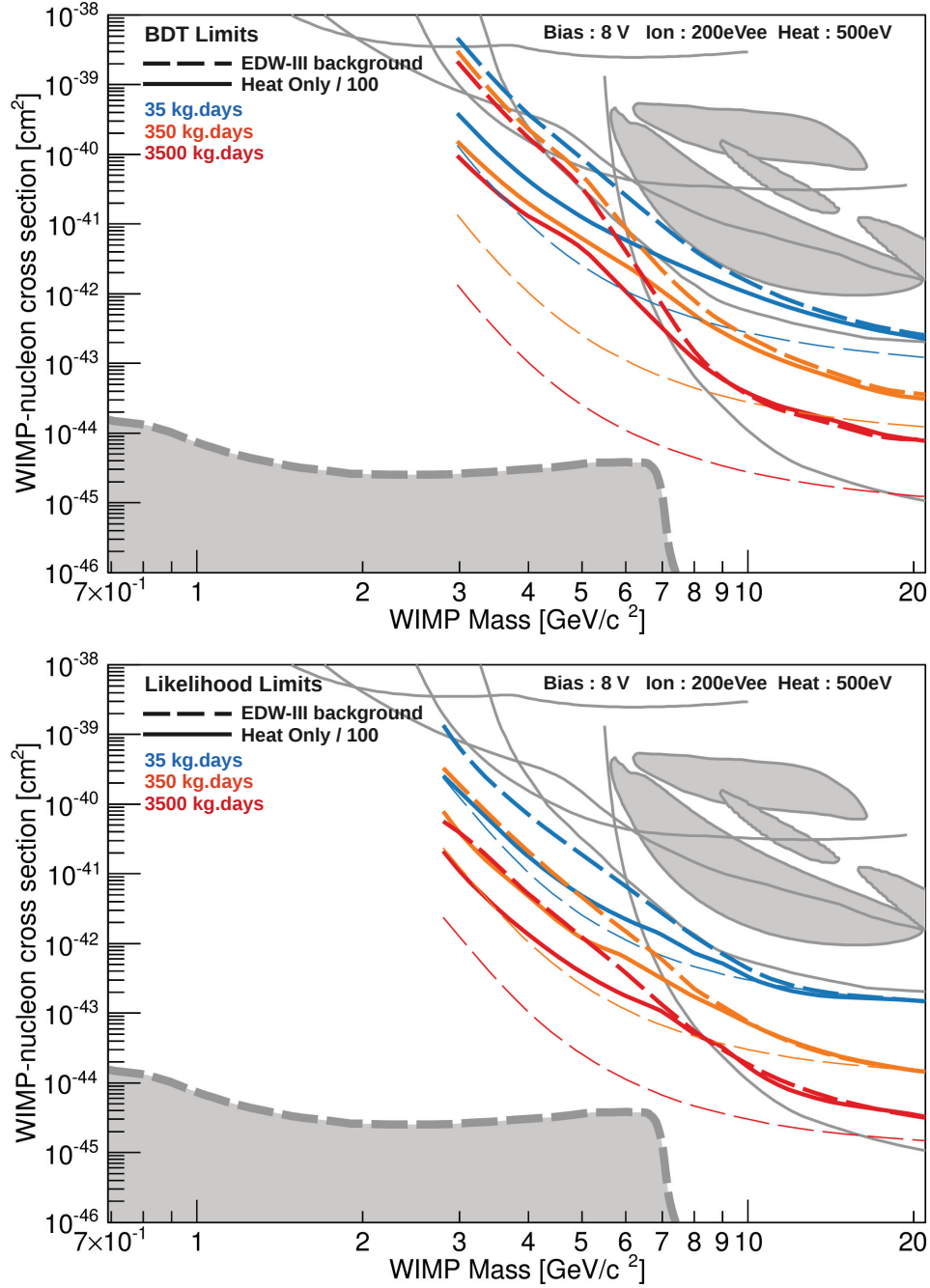


FIGURE 5.13: Influence des chaleurs seules sur l'évolution de la sensibilité avec l'exposition pour deux méthodes d'analyse. Les figures du haut et du bas correspondent respectivement aux résultats obtenus via les analyses par BDT et maximum de vraisemblance. Les conditions de résolutions et de polarisation indiquées dans le coin, en haut à droite, sont celles d'EDELWEISS-III. Les courbes en traits pointillés larges correspondent aux fonds actuels d'EDELWEISS-III. Les courbes en traits pleins correspondent aux mêmes fonds mais avec une réduction d'un facteur 100 des chaleurs seules. Les sensibilités sont indiquées en traits pointillés fins. Le code couleur indique les expositions fiducielles.

pourquoi on s'intéresse à l'effet qu'aurait l'utilisation des tensions maximales accessibles avec les alimentations actuelles. Sur la figure 5.12 (bas) sont représentées le même type de projections que sur la figure du haut mais, cette fois-ci, avec une polarisation à 20 V. Les observations sont très similaires à celles que nous avons faites à 8 V.

Les principales différences sont les suivantes :

- on constate, entre 8 V et 20 V, une perte de sensibilité à haute masse pour les deux types d'analyse à toutes les expositions. Cet effet est attendu de par la diminution du pouvoir de discrimination engendré par l'amplification de l'effet Luke.

- l'amélioration des résolutions qui en résulte permet un abaissement des seuils, visible par l'amélioration des sensibilités en l'absence de fond entre 8 V et 20 V à basse masse. L'effet est toutefois très nuancé sur les limites d'exclusion obtenues pour les deux méthodes d'analyse. Il apparaît que le gain en sensibilité, en l'absence de fond, est contrebalancé par une diminution du pouvoir de discrimination dans la région de masses intermédiaires [3 GeV, 6 GeV], résultant en des limites relativement similaires pour les deux jeux de tensions.

On voit qu'avec les fonds actuels, un analyse par BDT ne permet pas d'explorer de nouvelles régions de l'espace des paramètres ( $\sigma_{\text{SI}}, M_W$ ). Une analyse par maximum de vraisemblance semble une solution particulièrement intéressante pour contrecarrer les limitations induites par le fond chaleur seule sur l'analyse via BDT. Avec une exposition de seulement 35 kg.jours fiduciels et dans les conditions d'opération actuelles, une analyse par maximum de vraisemblance permettrait de positionner EDELWEISS comme leader à basse masse entre environ 3 GeV et 6 GeV.

Intéressons-nous maintenant à l'influence du fond chaleur seule sur la sensibilité de l'expérience et à l'impact qu'aurait une diminution de ce fond. Les figures 5.13 du haut et du bas indiquent respectivement les projections de sensibilités via les analyses par BDT et maximum de vraisemblance dans les conditions de résolution actuelles à 8 V. Les courbes en traits pointillés larges et en traits pleins correspondent respectivement aux limites obtenues avec les fonds actuels et avec une diminution des chaleurs seules d'un facteur 100. En ce qui concerne l'analyse par BDT, on constate qu'une telle diminution des chaleurs seules permettrait de lever l'effet de saturation précédemment visible dès 35 kg.jours. Cela met clairement en évidence le fait que les chaleurs seules étaient à l'origine de la saturation. Une telle exposition permettrait alors, d'ores et déjà, de sonder des régions encore inexplorées. La comparaison des limites obtenues pour les deux scénarios de fonds met également en évidence l'effet attendu de l'impact très faible de ce fond à haute masse, voire même inexistant au-delà de 20 GeV. Ceci s'explique par le fait que le signal ionisation permet de séparer parfaitement ce fond du signal WIMP. On note toutefois que l'effet de saturation à basse masse n'est que reporté à de plus grandes expositions. En ce qui concerne les projections effectuées par maximum de vraisemblance, on note qu'une diminution du fond chaleur seule d'un facteur 100 correspond sensiblement à un accroissement de l'exposition d'un facteur 10 en dessous de 6 GeV. Il apparaît clairement que l'identification de ce fond en vue de le diminuer serait bénéfique aux deux types d'analyses. Une telle diminution ne s'avère cependant indispensable que dans le cas d'une analyse par BDT.

On souhaite maintenant connaître l'impact qu'aurait l'utilisation des HEMTS sur la sensibilité de l'expérience. La figure 5.14 montre l'influence de la résolution en ionisation sur l'évolution de la sensibilité avec l'exposition. Encore une fois, les projections ont été réalisées à la fois via l'analyse par BDT (figure du haut) et par maximum de vraisemblance (figure du bas). Les conditions de résolution en chaleur, de tension et de fonds sont celles d'EDELWEISS-III. Les projections effectuées pour des résolutions en ionisation de 200 eV<sub>ee</sub> et 100 eV<sub>ee</sub> sont respectivement représentées en traits pointillés larges et en traits pleins. On observe que l'analyse par BDT bénéficierait grandement d'une amélioration des résolutions en ionisation. Un effet était certes attendu, mais son importance est d'un ordre de grandeur sur la sensibilité à basse masse dès 35 kg.jours. La magnitude du gain en sensibilité vient du report de l'effet de saturation dû aux événements chaleur seule à plus faible masse. Une amélioration des résolutions en ionisation donnerait ainsi la possibilité de sonder de nouvelles régions, même via une analyse par BDT et avec les chaleurs seules actuelles, et ce de manière relativement pérenne jusqu'à de grandes expositions. En ce qui concerne les projections via l'analyse par maximum de vraisemblance, on constate également un gain d'un ordre de grandeur jusqu'à environ 7 GeV. On note enfin que l'utilisation des HEMTs ne serait bénéfique que pour des masses de WIMPs inférieures à 20 GeV et principalement aux alentours de 6 GeV.

Nous avons vu que, de manière à être compétitif sur la scène internationale, il apparaît plus que nécessaire d'orienter la recherche de WIMPs vers les basses masses. En effet, parvenir à confirmer les résultats de LUX au-delà de 20 GeV semble déjà en soi une tâche très ambitieuse. Cela requerrait soit une analyse par maximum de vraisemblance avec plus de 10 kg.ans, soit une analyse par BDT avec vraisemblablement près de 100 kg.ans. On note toutefois que, dans les conditions expérimentales actuelles, le fond chaleur seule ne permet pas de sonder de nouvelles régions de l'espace des paramètres via une analyse par BDT. Il apparaît primordial de parvenir à identifier l'origine de ce fond de manière à potentiellement le réduire significativement. Nous avons vu qu'il existait cependant des moyens d'atténuer ses effets sur la sensibilité. L'implémentation des HEMTs et les gains potentiels sur la résolution en ionisation permettraient d'ores et déjà de placer EDELWEISS comme expérience leader dans la gamme de masse [3 GeV, 6 GeV] et ce même avec la seule exposition d'un détecteur pendant deux mois ( $\sim 35$  kg.jours). Il apparaît également extrêmement clair que les efforts doivent s'orienter vers une meilleure compréhension et modélisation des divers fonds, et ce de manière à permettre une analyse par maximum de vraisemblance. Cette dernière permet, même dans les conditions expérimentales actuelles, d'explorer l'espace des paramètres sans effet de saturation avec une progression en racine de l'accroissement de l'exposition. Enfin, nous avons vu que l'utilisation de tensions à 20 V plutôt que 8 V ne semble pas présenter particulièrement d'intérêt dans les conditions actuelles. Toutefois, le gain en sensibilité visible en l'absence de fonds questionne l'intérêt que pourrait avoir l'utilisation de plus hautes tensions. Question à laquelle on se propose de répondre via l'étude des effets des différents paramètres expérimentaux sur la sensibilité d'une expérience.

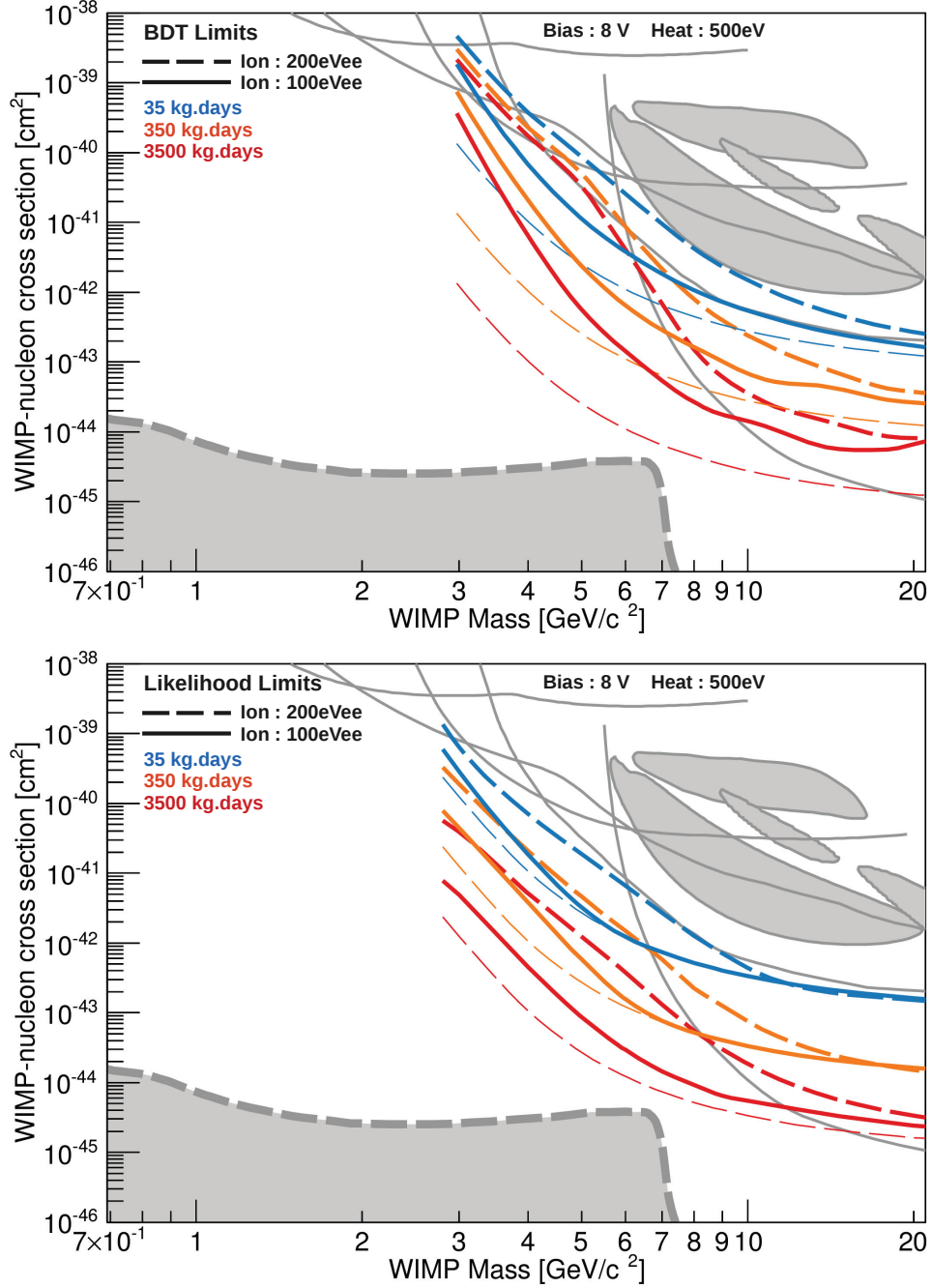


FIGURE 5.14: Influence de la résolution en ionisation sur l'évolution de la sensibilité avec l'exposition pour deux méthodes d'analyse. Les figures du haut et du bas correspondent respectivement aux résultats obtenus via les analyses par BDT et maximum de vraisemblance. Les conditions de résolution en chaleur et de polarisation indiquées dans le coin en haut à droite sont celles d'EDELWEISS-III, de même que les fonds. Les courbes en traits pointillés larges correspondent à la résolution en ionisation  $\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}} = 200 \text{ eV}$  et celles en traits pleins à une amélioration d'un facteur 2 ( $\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}} = 100 \text{ eV}$ ). Les sensibilités sont indiquées en traits pointillés fins. Le code couleur indique les expositions fiducielles.

### 5.4.3 Influence des paramètres expérimentaux sur la sensibilité

Cette sous-section présente une vue d'ensemble du potentiel d'exclusion des expériences employant des cristaux semi-conducteurs. Nous nous sommes précédemment restreints à des projections correspondant aux conditions expérimentales actuelles d'EDELWEISS ou accessibles à court terme. Nous allons maintenant étudier les effets que peuvent avoir les différents paramètres expérimentaux sur la sensibilité d'une expérience. L'objectif est de déterminer les conditions d'opération optimales en fonction de la région de l'espace des paramètres visée. Un modèle de fond étant nécessairement requis pour l'étude, nous continuerons d'utiliser celui développé jusqu'à présent en l'extrapolant à basse énergie sans modification spectrale.

On s'intéresse tout d'abord à l'évolution de la sensibilité d'une expérience avec l'exposition. Nous avons vu, en section 5.4.2, que celle-ci était non seulement reliée au pouvoir de discrimination mais également au type d'analyse employée. L'analyse par BDT consiste en une optimisation des coupures tandis que l'analyse par maximum de vraisemblance permet de soustraire les fonds. Nous avons constaté un effet de saturation de la limite obtenue par BDT à basse masse dû au fond chaleur seule. Cet effet est d'autant plus visible sur la figure 5.15 qui montre les limites d'exclusion, pour une masse de WIMP de 3.8 GeV, obtenues en BDT et Likelihood en fonction de l'exposition.

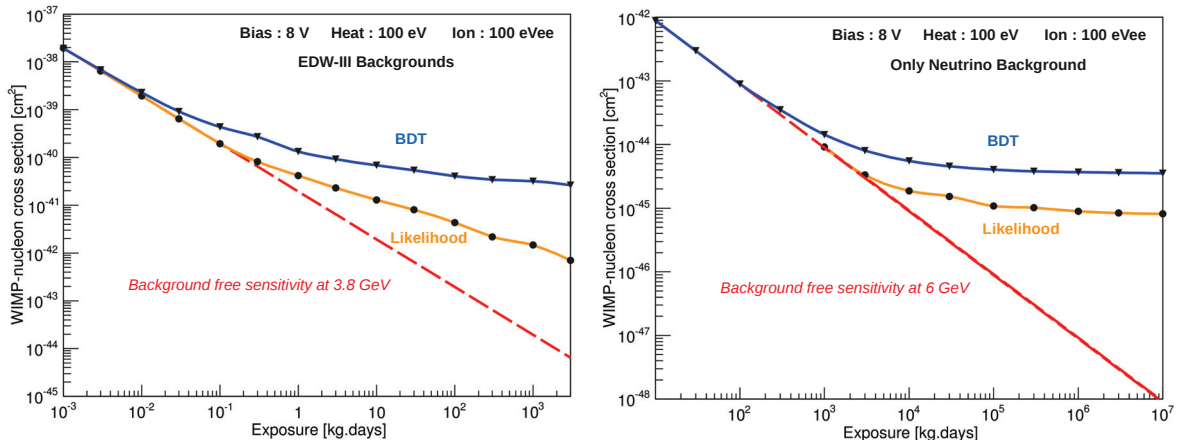


FIGURE 5.15: *Evolution de la sensibilité d'une expérience avec l'exposition selon le pouvoir de discrimination et le type d'analyse. A gauche : Le modèle de fond employé est celui d'EDELWEISS-III et les limites obtenues sont indiquées pour une masse de 3.8 GeV. A droite : seuls les neutrinos du  $^8\text{B}$  sont modélisés et les limites sont obtenues pour une masse de 6 GeV.*

La courbe en traits pointillés rouges indique la sensibilité en l'absence de fonds qui diminue linéairement avec l'accroissement de l'exposition. On observe que la limite obtenue par BDT atteint un régime quasi asymptotique tandis que l'analyse par maximum de vraisemblance permet de progresser d'un ordre de grandeur en sensibilité tous les deux ordres de grandeur en exposition. Cette progression en racine de l'accroissement de l'exposition est rendue possible par la forme spectrale différente du fond chaleur seule et des WIMPs. En

effet, l'analyse par maximum de vraisemblance ne permet pas de s'absoudre de l'effet de saturation lorsque fond et signal ne peuvent être distingués. La figure 5.15 de droite montre l'évolution de la sensibilité avec l'exposition en présence uniquement des neutrinos du  $^8\text{B}$ . Il se trouve que le spectre en énergie de recul associé à ces neutrinos est quasi-identique au spectre théorique d'un WIMP de 6 GeV et de section efficace  $\sigma_{\text{SI}} = 4.4 \cdot 10^{-45} \text{cm}^2$ . Seule la queue des deux distributions diffère mais nécessiterait une exposition plus importante que celles testées ( $< 10^7$  kg.jours) pour y être sensible. On constate que l'effet de saturation est alors visible pour les deux types d'analyse. Il est simplement reporté à une plus grande exposition pour l'analyse par maximum de vraisemblance car cette dernière est tout de même capable de soustraire une partie du fond neutrino. Cela est rendu possible, même en l'absence de pouvoir de discrimination de la forme spectrale, par la connaissance de l'amplitude de ce fond incluse dans la fonction de vraisemblance. La limite obtenue via l'analyse Likelihood est alors totalement dépendante des systématiques associées à l'amplitude du fond (16% en l'occurrence) [70]. On peut voir, en figure 5.16, que l'effet de saturation pour l'analyse par maximum de vraisemblance est principalement visible au niveau de 6 GeV. Le pouvoir de discrimination de la forme spectrale du fond est rétabli aux autres masses et permet de progresser en sensibilité avec l'exposition, même si cette progression est fortement impactée par le fond neutrino.

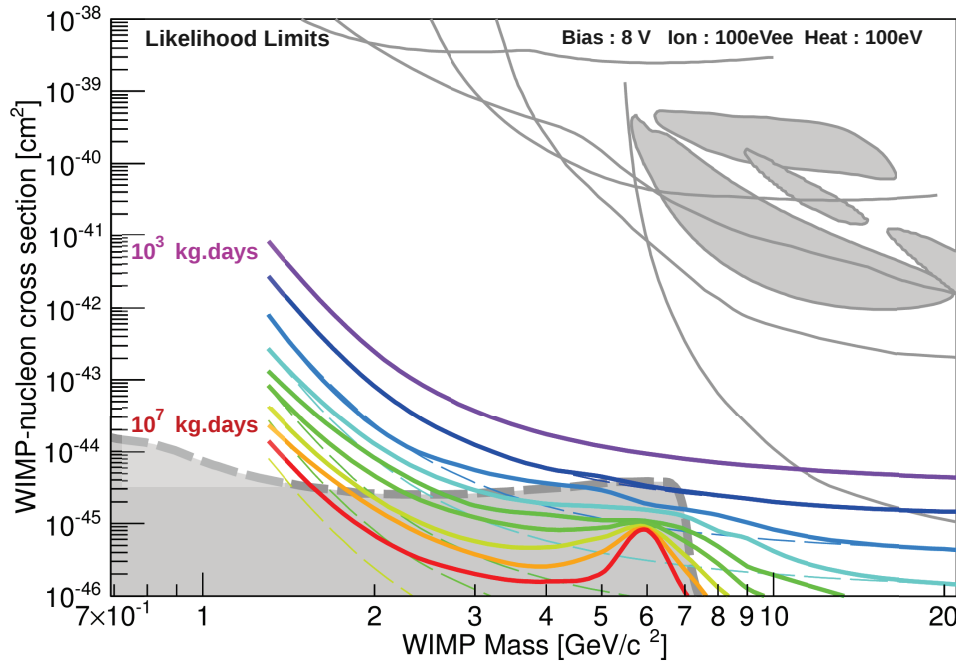


FIGURE 5.16: Evolution de la sensibilité de l'expérience avec l'exposition. Le code couleur indique les expositions croissantes du violet vers le rouge dans la gamme  $[10^3, 10^7]$  kg.jours fiduciels. Le modèle de fond se restreint uniquement aux neutrinos du  $^8\text{B}$ .

A en juger par l'évolution de la sensibilité avec l'exposition via les deux méthodes d'analyse, il apparaît que les expériences futures se doivent d'employer une analyse par maximum de vraisemblance. Seule la présence d'un fond de forme spectrale identique à celle des WIMPs



donne alors lieu à une saturation de la sensibilité. Cet effet de saturation dû aux neutrinos du  $^8\text{B}$  représente une contrainte à 6 GeV que seule la diminution des incertitudes systématiques sur ce fond pourra atténuer. Les limitations sur la sensibilité d'une expérience devraient, à plus court terme, provenir d'autres fonds pour lesquels l'analyse par maximum de vraisemblance permettrait tout de même de progresser avec l'exposition. C'est pourquoi nous nous concentrerons, par la suite, sur ce type d'analyse.

Intéressons-nous maintenant aux paramètres ayant une influence sur le seuil d'analyse. On rappelle que celui-ci représente une limite intrinsèque à la sensibilité aux WIMPs de basse masse. La figure 5.17 illustre bien les deux voies envisageables pour abaisser le seuil d'analyse : l'amélioration des résolutions en chaleur et/ou l'amplification du signal par l'augmentation des tensions. Elle montre l'influence de ces deux paramètres pour des cibles de Germanium (à gauche) et Silicium (à droite) sur le seuil en masse de WIMP. Ce dernier est défini comme la masse de WIMP la plus faible pour laquelle l'expérience a une efficacité de 5% pour des tensions et résolutions en chaleur fixées. On observe tout d'abord que, pour une résolution et une tension données, les absorbeurs en Silicium sont sensibles à des WIMPs de plus faible masse. Il s'agit là d'un effet extrêmement simple de cinématique : le Silicium étant plus léger que le Germanium, les transferts d'énergie sont plus efficaces. Pour une masse de WIMP donnée, l'énergie de recul des noyaux cibles est ainsi en moyenne plus élevée pour le Silicium que pour le Germanium.

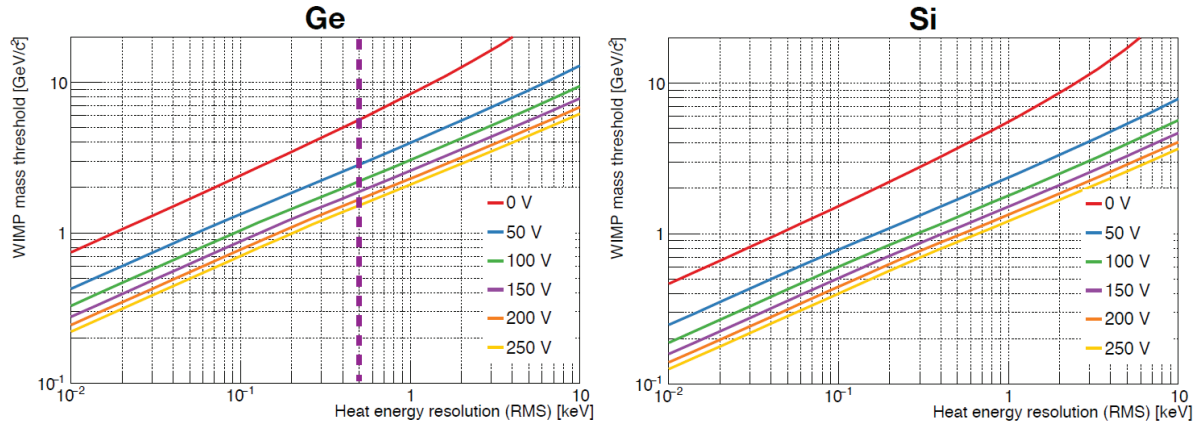


FIGURE 5.17: *Influence des conditions de polarisation et de la résolution en chaleur sur la sensibilité aux WIMPs de faible masse pour une cible donnée (Germanium à gauche et Silicium à droite). Les deux graphiques montrent, pour différentes polarisations, la masse de WIMP la plus faible pour laquelle l'expérience a une efficacité de 5%, et ce en fonction de la résolution en chaleur [126].*

On voit également que l'augmentation des tensions ou l'amélioration des résolutions d'un certain facteur donnent lieu à une valeur de seuil en masse de WIMP sensiblement équivalente. On s'interroge toutefois sur l'amélioration préférable parmi ces deux paramètres pour parvenir à une valeur de seuil donnée. C'est pourquoi nous allons comparer les projections obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance pour différents jeux de tensions et

résolutions donnant lieu à une même valeur de seuil en énergie de recul nucléaire ( $eV_{NR}$ ).

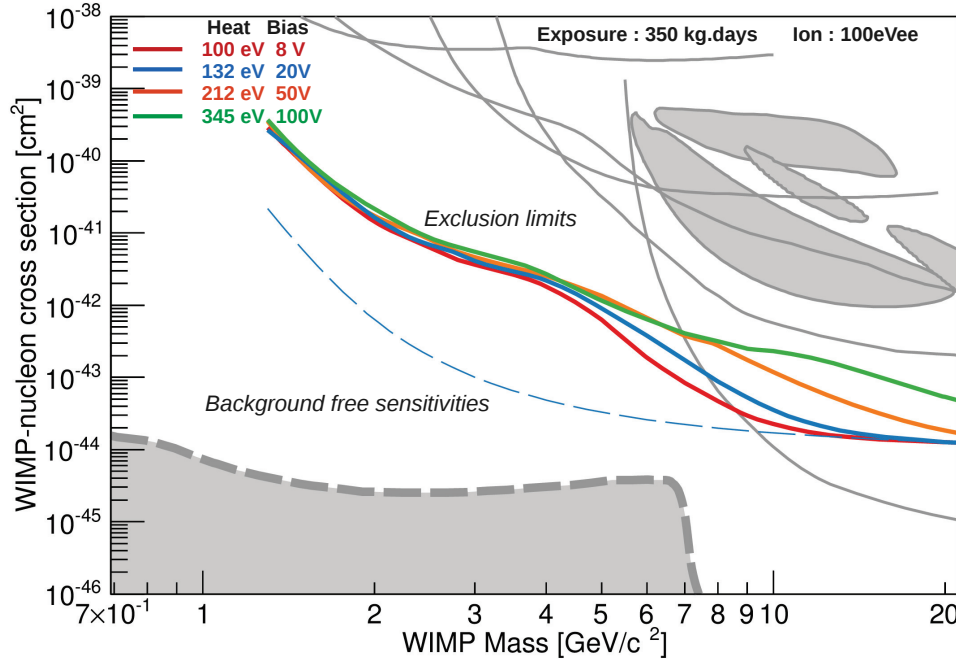


FIGURE 5.18: Influence des tensions et résolutions chaleurs à seuil fixé. Les courbes en traits pleins correspondent aux limites d'exclusion obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance. Les conditions de fonds sont celles d'EDELWEISS-III pour une exposition fiducielle de 350 kg.jours. Quatre conditions différentes de tensions et de résolution en chaleur sont testées telles qu'indiquées en haut à gauche des figures. Les quatre conditions donnent lieu à la même valeur de seuil ( $78 \text{ keV}_{NR}$ ). La courbe en trait pointillé indique la sensibilité en l'absence de fond commune aux quatre scénarios testés.

Les résultats obtenus sont indiqués en figure 5.18. La valeur de seuil étant identique ( $78 \text{ eV}_{NR}$ ) pour les quatre conditions testées, une seule courbe de sensibilité commune aux différentes conditions est représentée en traits pointillés. Les courbes en traits pleins correspondent aux différentes limites obtenues. Le code couleur, en haut à gauche de la figure, indique les conditions d'opération de tension et de résolution en chaleur pour une résolution en ionisation fixée à  $100 \text{ eV}_{ee}$ . L'analyse a été effectuée sur la base des fonds actuels d'EDELWEISS correspondant à 350 kg.jours fiduciels. On observe que, pour des masses de WIMP intermédiaires  $[6, 20] \text{ GeV}$ , l'augmentation des tensions impacte de manière significative la limite d'exclusion jusqu'à un ordre de grandeur entre 8 V et 100 V. Cet effet est dû à une perte du pouvoir de discrimination engendrée par l'amplification de l'effet Luke comme nous l'avons déjà évoqué. On observe toutefois que les limites sont quasiment identiques en dessous de 6 GeV et convergent toutes à plus haute masse vers la sensibilité en l'absence de fond. L'obtention d'une certaine valeur de seuil par l'amplification du signal ou par l'amélioration des résolutions ne semble donc pas avoir d'impact sur le potentiel de l'expérience pour des WIMPs de faibles masses ou de masses relativement élevées. Dans l'optique de se concentrer sur une recherche de WIMPs de masse inférieure à 5 GeV, il semble

que l'objectif principal soit de réduire au maximum les seuils indépendamment de la méthode pour y parvenir.

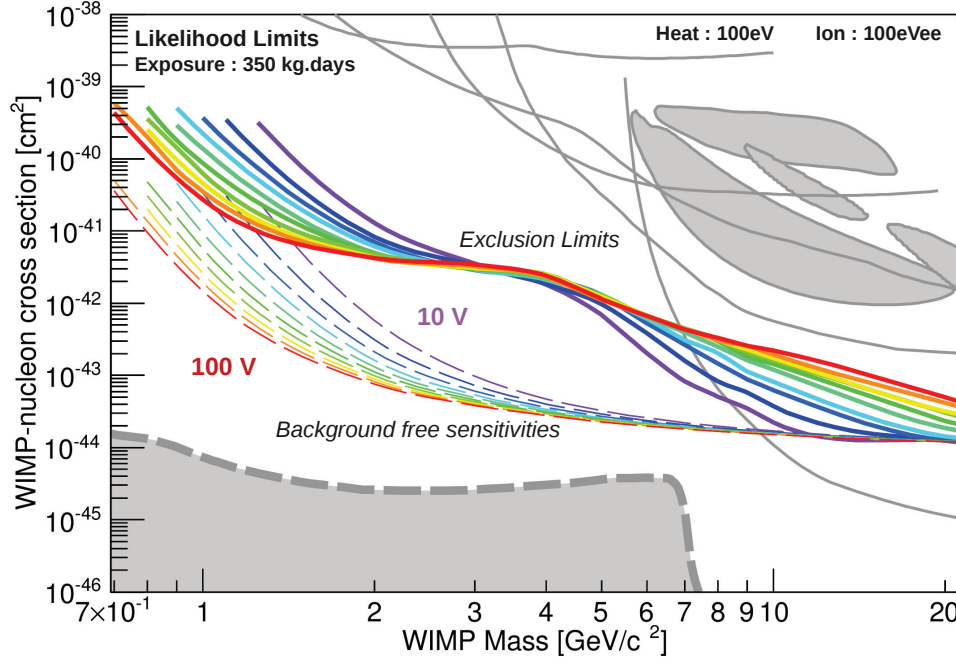


FIGURE 5.19: Influence des conditions de polarisation sur la sensibilité et le pouvoir de discrimination des fonds à résolutions fixées ( $\sigma_{\text{EC}} = 100 \text{ eV}$ ,  $\sigma_{\text{EFID}} = 100 \text{ eVee}$ ). L'échelle de couleur du violet au rouge indique les conditions de polarisation utilisées pour l'analyse par maximum de vraisemblance de 10 V à 100 V. Les traits pleins et pointillés font respectivement référence aux limites d'exclusion et aux sensibilités en l'absence de fonds pour une exposition fiducielle de 350 kg.jours.

On s'intéresse maintenant, pour une résolution donnée, à l'évolution de la sensibilité avec les tensions appliquées. On se place dans l'hypothèse ambitieuse où l'on parviendrait à atteindre des résolutions en chaleur de 100 eV de manière à visualiser l'effet des tensions jusqu'à de très faibles masses (0.7 GeV à 100 V). On considère pour l'exemple les fonds actuels d'EDELWEISS correspondant à une exposition fiducielle de 350 kg.jours et les résolutions en ionisation attendues des HEMTS :  $\sigma_{\text{EFID}} = 100 \text{ eV}_{\text{ee}}$ .

La figure 5.19 montre les limites d'exclusion obtenues représentées en traits pleins. Le code couleur indique les différentes conditions de polarisation de 10 V (en violet) à 100 V (en rouge). Les sensibilités en l'absence de fonds sont représentées en traits pointillés fins. On observe en premier lieu un gain important en sensibilité offert par l'utilisation des hautes tensions. A basse masse, l'amplification du signal permet non seulement d'être sensible à des masses plus faibles mais également d'améliorer la sensibilité pour une masse donnée (environ un facteur 15 de gain à 1.25 GeV entre 10 V et 100 V). A plus haute masse, on visualise bien la diminution du pouvoir de discrimination qui se traduit par une perte de sensibilité d'environ un ordre de grandeur aux alentours de 10 GeV entre 10 V et 100 V. On note que,

pour la région de masse intermédiaire [3,5] GeV, on retrouve l'effet que nous avons observé lors du passage de 8 V à 20 V en section 5.4.2. L'augmentation des tensions offre certes un gain en sensibilité en l'absence de fonds mais qui ne contrebalance pas la perte de pouvoir de discrimination. Le choix des tensions n'a pas véritablement d'impact sur la sensibilité dans cette région de masses.

La perte de pouvoir de discrimination engendrée par l'amplification de l'effet Luke est aisément compréhensible en considérant la figure 5.20. Cette dernière montre la distribution des différents fonds simulés correspondant à une exposition d'une tonne.jour fiducielle dans le plan ( $E_C, E_{FID}$ ). Les énergies chaleur et ionisation sont toutes deux exprimées en  $\text{keV}_{ee}$  pour faciliter la visualisation de l'effet des tensions sur les divers fonds et le signal WIMP. Les résolutions utilisées sont de 100eV en chaleur et de 100  $\text{eV}_{ee}$  en ionisation et les conditions de polarisation sont respectivement de 8 V pour la figure du haut et de 100 V pour la figure du bas. On observe que les fonds à faible quenching sont fortement impactés par l'augmentation des tensions.

A l'exception du fond chaleur seule, l'ensemble des fonds et du signal sont compressés à la fois selon les axes correspondant aux énergies ionisation et chaleur. Les fonds qui font exception à cette règle sont les fonds fiduciels de quenching unité (fond Compton et cosmogéniques fiduciels). Les fonds fiduciels de quenching non nul et les WIMPs fiduciels tendent tous à s'orienter selon le même axe et résultent en la superposition du signal avec les Comptons fiduciels. Les divers fonds de surface s'orientent également tous selon un même axe cependant différent de celui des événements fiduciels, du fait de la différence de tension de collecte entre événements de surface et fiduciels. En reprenant les équations (5.1), on comprend mieux la répartition de ces populations d'événements selon deux axes. Pour des tensions élevées on voit que :

$$\frac{E_{FID}}{E_C} = \frac{\alpha \times Q \times E_R \times \left(1 + \frac{V_{fid}}{3}\right)}{E_R \times \left(1 + Q \frac{V}{3}\right)} \underset{V \gg 1}{\approx} \alpha \frac{V_{fid}}{V} \quad (5.23)$$

où l'on rappelle que  $V$  est la différence des tensions appliquées aux bornes des électrodes de collecte et  $V_{fid}$ , celle aux bornes des électrodes fiducielles.  $\alpha = 1$  (resp.  $\alpha = 0.5$ ) pour les événements fiduciels (resp. de surface). Dès lors, les événements fiduciels vont tous s'orienter selon l'axe  $E_{FID} = E_C$  et les événements de surface selon l'axe  $E_{FID} = 0.5 \times (5.5/8) \times E_C$  à haute tension. En effet, quelles que soient les tensions utilisées, on veille à toujours avoir le même rapport  $V_{fid}/V_{surf}$  pour conserver la structure des lignes de champ.

On imagine bien que la superposition des WIMPs fiduciels avec le fond Compton joue un rôle important sur la perte du pouvoir de discrimination à haute tension. Pour s'en assurer, on propose d'étudier l'impact des divers fonds sur la sensibilité en effectuant des projections en présence de chaque fond pris de manière individuelle.

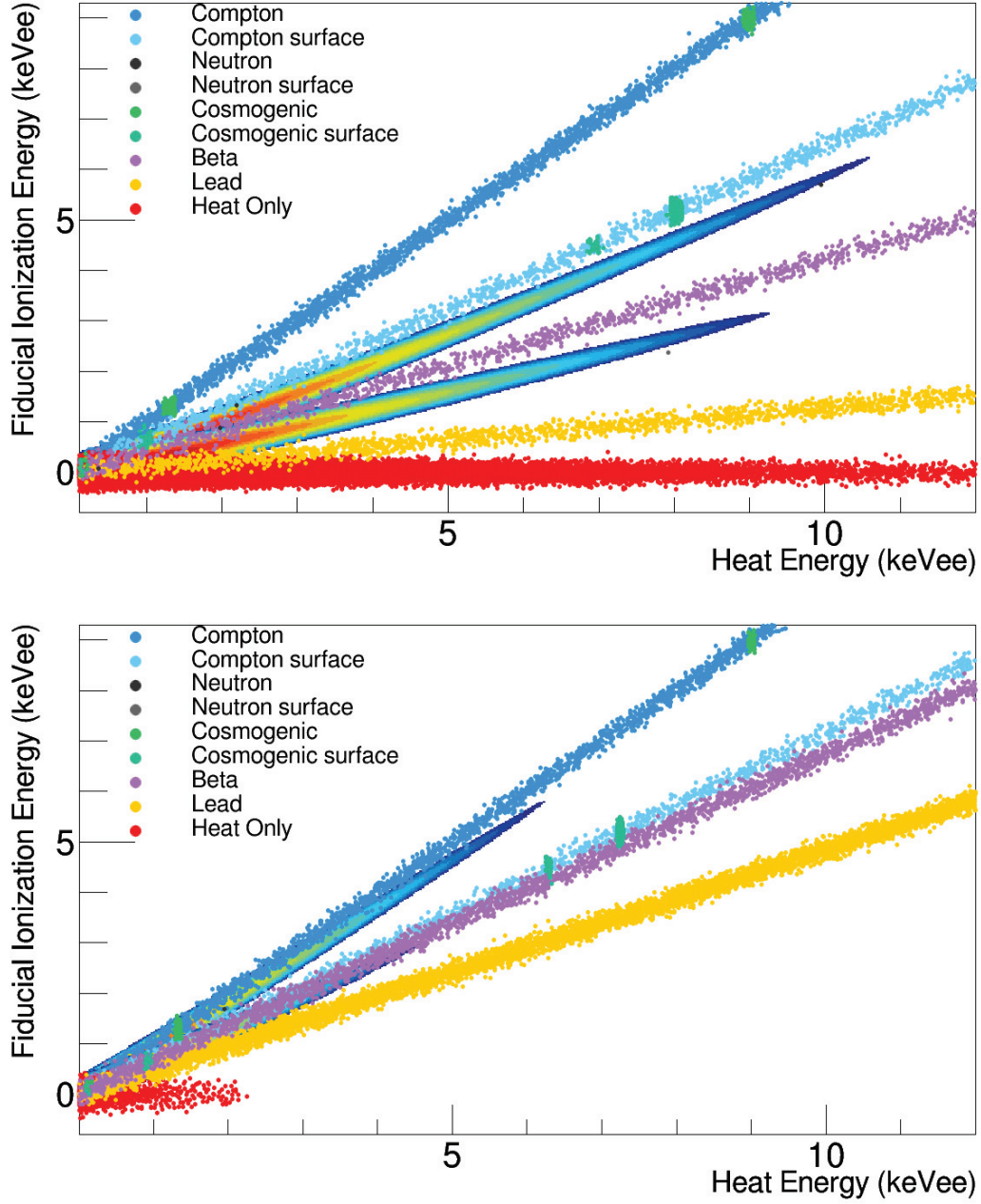


FIGURE 5.20: Influence des polarisations (8 V pour la figure du haut et 100 V pour la figure du bas) sur la distribution des événements simulés par Monte-Carlo dans le plan  $(E_C, E_{FID})$ . Les fonds simulés correspondent à une exposition fiducielle de 1000 kg.jours dans les conditions expérimentales :  $\sigma_{E_C} = 100\text{eV}$ ,  $\sigma_{E_{FID}} = 100\text{eV}_{ee}$ . Les contours de couleur correspondent aux distributions de probabilité de WIMPs fiduciels et de surface de masse  $M_W = 15\text{ GeV}$ .



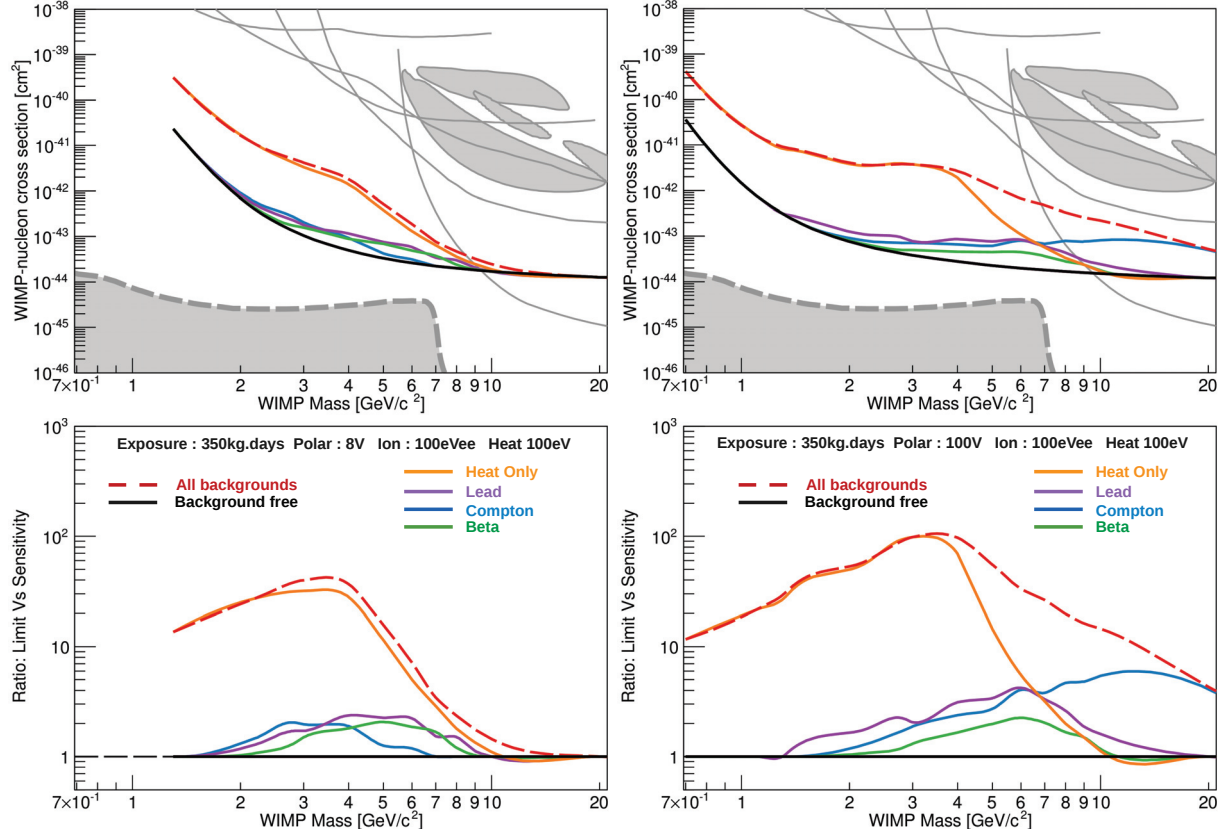


FIGURE 5.21: Contribution détaillée des fonds ayant un impact sur la sensibilité pour une exposition fiducielle de 350 kg.jours. Les graphiques du haut indiquent les limites obtenues en présence de tous les fonds (traits pointillés rouges), en l'absence de fond (traits pleins noirs), et en présence de chacun des fonds individuellement (code couleur indiqué sur les graphiques du bas). Les graphiques du bas indiquent le rapport de la limite d'exclusion sur la sensibilité en l'absence de fond. Les limites ont été obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance à 8 V pour les figures de gauche et à 100 V pour les figures de droite. Les résolutions choisies pour l'analyse sont de 100 eV<sub>ee</sub> en ionisation et de 100 eV en chaleur. Le rapport limite/sensibilité inférieur à 1 entre 10 GeV et 20 GeV est simplement dû à l'interpolation quadratique des limites obtenues entre ces masses.

La figure 5.21 indique la contribution détaillée des fonds ayant un impact sur la sensibilité de l'expérience pour une exposition fiducielle de 350 kg.jours à 8 V (graphiques de gauche) et 100 V (graphiques de droite). Les résolutions choisies pour l'analyse par maximum de vraisemblance sont de 100 eV<sub>ee</sub> en ionisation et de 100 eV en chaleur. Les graphiques du haut indiquent les limites obtenues en présence de tous les fonds (traits pointillés rouges), en l'absence de fond (traits pleins noirs), et en présence de chacun des fonds individuellement (code couleur indiqué sur les graphiques du bas). Les graphiques du bas indiquent le rapport des limites d'exclusion sur la sensibilité en l'absence de fond. On observe qu'à 8 V, le fond chaleur seule est le fond dominant à toutes les masses. A plus grande exposition, toutefois, nous aurions commencé à voir l'impact des neutrons sur la sensibilité à haute masse.



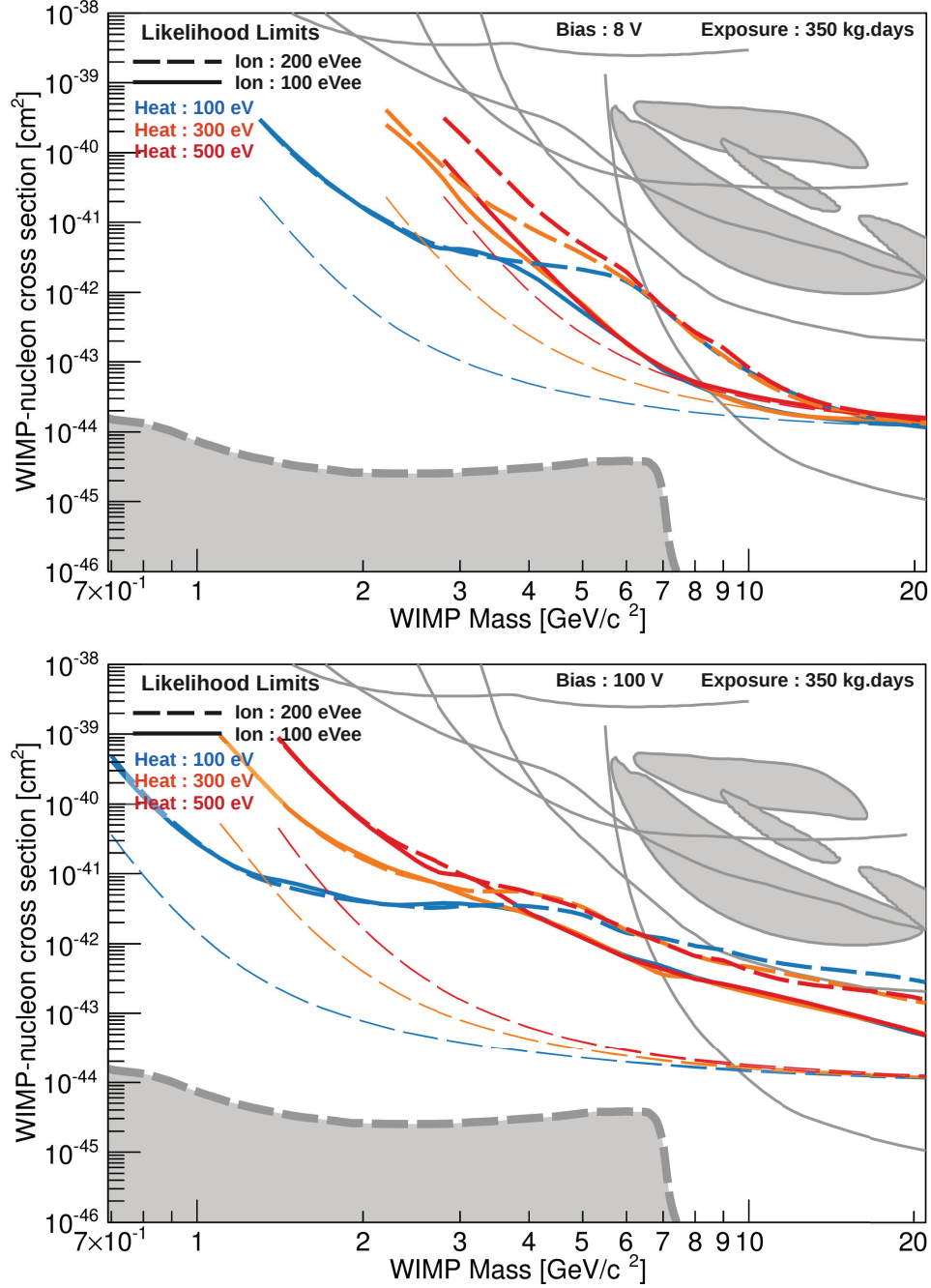


FIGURE 5.22: Influence des résolutions chaleur et ionisation à condition de polarisation fixée (8 V pour la figure du haut et 100 V pour la figure du bas). Les limites sont toutes obtenues via une analyse par maximum de vraisemblance et une exposition fiducielle de 350 kg.jours. Les courbes en traits pointillés fins correspondent aux sensibilités. Les courbes en traits pointillés larges et celles en traits pleins font respectivement référence aux conditions de résolution en ionisation  $\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}} = 200 \text{ eV}_{\text{ee}}$  et  $\sigma_{\text{E}_{\text{FID}}} = 100 \text{ eV}_{\text{ee}}$ . Le code couleur correspond à différentes valeurs de résolutions en chaleur :  $\sigma_{\text{E}_C} = 100 \text{ eV}$  en bleu,  $\sigma_{\text{E}_C} = 300 \text{ eV}$  en orange et  $\sigma_{\text{E}_C} = 500 \text{ eV}$  en rouge.

A 100 V, on constate une nouvelle fois que le fond chaleur seule est le fond limitant en dessous de 6 GeV. Cependant, on voit que le fond Compton domine à plus haute masse et explique la perte de sensibilité apportée par l'amplification de l'effet Luke.

Intéressons-nous maintenant à l'effet des résolutions sur la sensibilité d'une expérience. On représente, en figure 5.22 du haut, les limites obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance pour différents jeux de résolutions en ionisation : 200 eV<sub>ee</sub> en traits pointillés larges et 100 eV<sub>ee</sub> en traits pleins à 8 V pour 350 kg.jours fiduciels. Le code couleur indique les différentes valeurs de résolution en chaleur utilisées pour les projections telles qu'indiquées dans le coin gauche de la figure. On note sans surprise que l'amélioration des résolutions en chaleur se traduit par une sensibilité à des WIMPs de masses bien plus faibles. Au niveau des seuils en masse de WIMP correspondant aux résolutions à 300 eV et 500 eV, le passage à 100 eV permet de gagner deux ordres de grandeur sur la sensibilité. L'amélioration des résolutions en chaleur ne présente toutefois d'intérêt qu'en dessous de 4 GeV (resp. 6 GeV) pour une résolution en ionisation de 100 eV<sub>ee</sub> (resp. 200 eV<sub>ee</sub>). En ce qui concerne l'amélioration des résolutions en ionisation, c'est principalement dans la région de masses intermédiaires [4, 10] GeV que celle-ci serait profitable. Pour une résolution en chaleur de 500 eV, le gain apporté par le passage de 200 eV<sub>ee</sub> à 100 eV<sub>ee</sub> avait déjà été traité précédemment. Nous avons observé que l'implémentation des HEMTS équivalait à un accroissement de l'exposition d'un facteur 10 en terme de sensibilité. On voit ici que pour des WIMPs de 3 GeV, le passage à  $\sigma_{E_{FID}} = 100$  eV<sub>ee</sub> n'est véritablement intéressant que dans les conditions actuelles de résolution en chaleur. La figure 5.22 (bas) correspond à la même étude réalisée, cette fois, pour des tensions de 100 V. Deux régions de masse se dessinent clairement. En dessous de 4 GeV, il apparaît évident que les résolutions en ionisation actuelles sont suffisantes et qu'une amélioration ne présenterait aucun avantage pour une analyse par maximum de vraisemblance. L'amélioration des résolutions en chaleur toutefois est extrêmement profitable et permet d'être sensibles à des WIMPs de moins d'un GeV à 100eV de résolution en chaleur. Au-delà de 4 GeV, les conclusions sont strictement opposées. La résolution en chaleur n'a pas d'impact significatif à  $\sigma_{E_{FID}} = 200$  eV<sub>ee</sub> et strictement aucune incidence à  $\sigma_{E_{FID}} = 100$  eV<sub>ee</sub>. Cependant l'amélioration des résolutions en ionisation permet d'atténuer la perte du pouvoir de discrimination engendrée par l'amplification de l'effet Luke. Ceci est parfaitement compréhensible si l'on reprend la figure 5.20 pour laquelle les résolutions en ionisation étaient de 100 eV<sub>ee</sub>. On voit que le fond Compton ne se superpose pas à l'intégralité de la zone de signal des WIMPs fiduciels de 15 GeV représentée en contour de couleur. On imagine bien cependant que ce serait le cas pour une résolution en ionisation deux fois moins bonne (200 eV<sub>ee</sub>).

A voir l'extrême similarité des projections à basse masse pour les différentes résolutions en ionisation testées, on peut se questionner quant à l'apport de la voie ionisation sur la sensibilité d'une expérience dans cette région. C'est pourquoi on se propose de comparer les résultats obtenus via l'analyse par maximum de vraisemblance pour différentes configurations de mesure. On peut voir, sur la figure 5.23, les résultats obtenus à la fois uniquement avec la mesure de la voie chaleur (1D en rouge), la double mesure sans fiducialisation (2D en orange) et enfin avec la double mesure et la fiducialisation (3D en bleu). Les graphiques du haut et du bas correspondent aux polarisations à 8 V et 100 V.

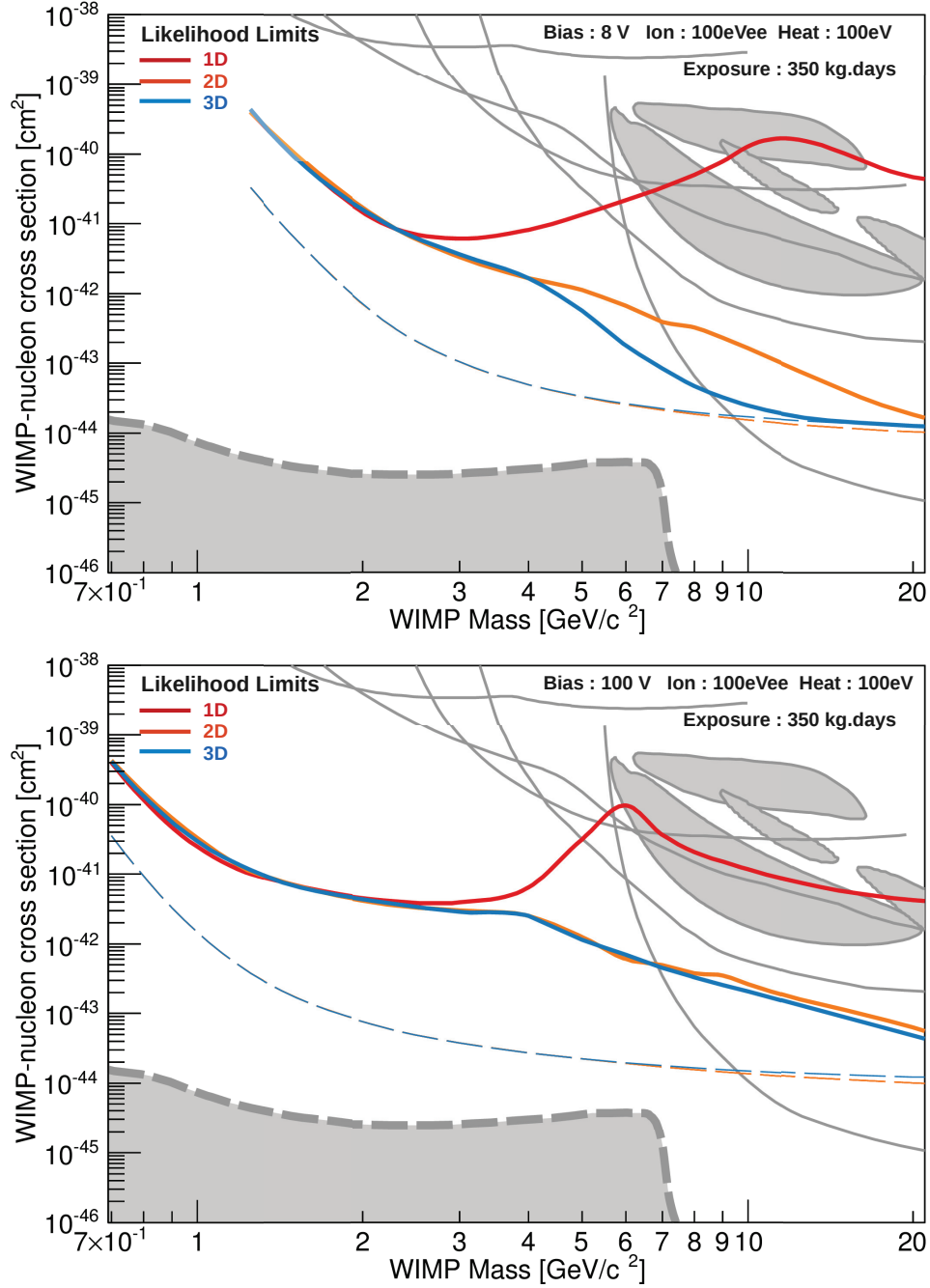


FIGURE 5.23: Influence de la double mesure et du rejet des événements de surface pour des résolutions ( $\sigma_{\text{EC}} = 100 \text{ eV}$ ,  $\sigma_{\text{EFID}} = 100 \text{ eV}$ ) et polarisations fixées (8 V pour la figure du haut et 100 V pour la figure du bas). Les limites sont toutes obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance et une exposition fiducielle de 350 kg.jours. Les courbes rouges correspondent aux limites obtenues avec la voie chaleur uniquement (1D). Les courbes orange (2D) et bleues (3D) correspondent respectivement aux limites obtenues via la double mesure chaleur et ionisation, sans (2D) et avec (3D) sélection fiducielle. Les traits pleins et pointillés font respectivement référence aux limites d'exclusion et aux sensibilités en l'absence de fonds.

Il est intéressant de noter qu'en dessous de 3 GeV environ, la double mesure n'apporte strictement aucun gain en sensibilité, et ce quelles que soient les conditions de polarisation. A plus haute masse, cependant, elle offre un gain de près de 3 ordres de grandeur sur la sensibilité au-delà de 10 GeV à 8 V. A haute tension toutefois, la différence est moins marquée. Premièrement, du fait de la perte de pouvoir de discrimination à 2D associée à l'amplification de l'effet Luke, mais principalement de par la meilleure discrimination spectrale via la simple mesure de la chaleur à 100 V qu'à 8 V. On constate également que la fiducialisation n'est profitable qu'entre 5 et 20 GeV à 8 V. A 100 V, il apparaît que le pouvoir de rejet des événements de surface apporté par les détecteurs FIDs est inutile. Enfin, on note une perte de sensibilité intéressante vers 10 GeV et 6 GeV respectivement à 8 V et 100 V concernant les limites obtenues à 1D.

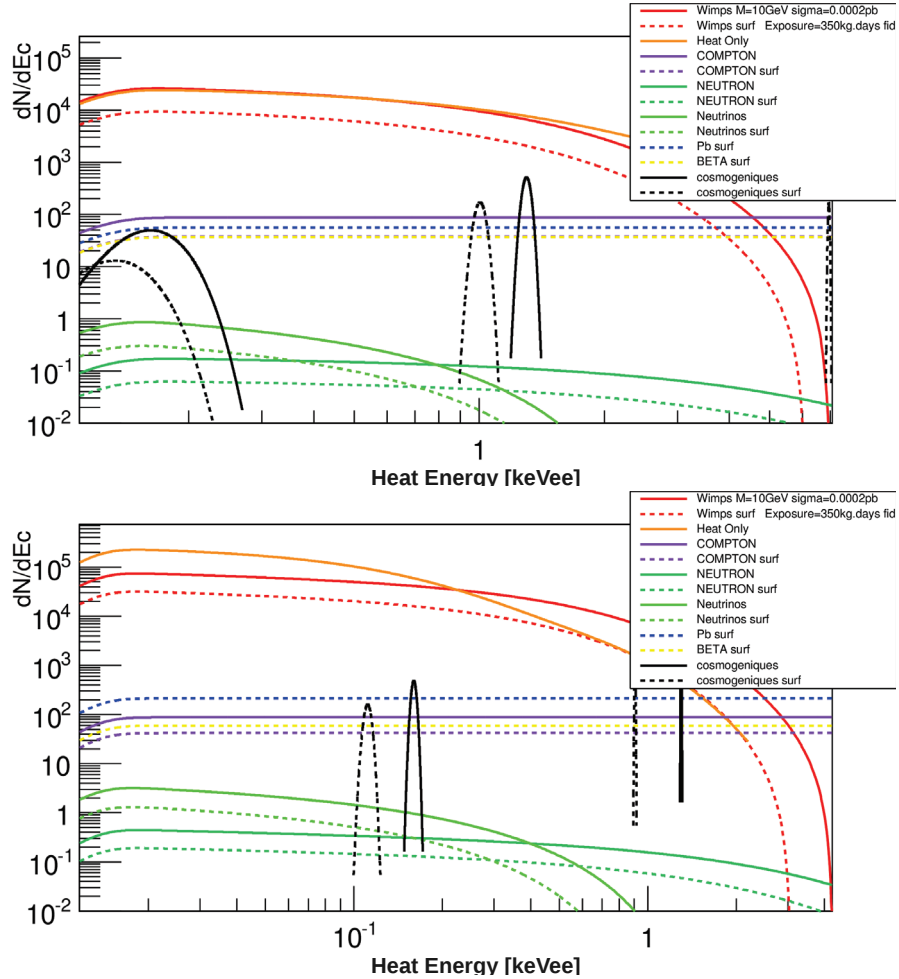


FIGURE 5.24: Spectres à 1D en énergie chaleur (exprimée en  $\text{keV}_{\text{ee}}$ ) des différents bruits de fond de l'expérience EDELWEISS-III, et du signal WIMP pour une masse de 10 GeV et une section efficace de  $2 \cdot 10^{-4}$  pb (pour une exposition fiducielle de 350 kg.jours). Les graphiques du haut et du bas correspondent respectivement aux conditions de polarisation de 8 V et 100 V.

La figure 5.24 permet d'apprécier les raisons de ce phénomène. On y voit représentés les spectres en énergie chaleur des différents fonds pour les conditions de polarisation de 8 V et 100 V ainsi que les spectres associés à des WIMPs d'une masse de 10 GeV et une section efficace de  $2.10^{-4}$  pb. On voit qu'à 8 V, la forme spectrale du fond chaleur seule est relativement similaire à celle des WIMPs et explique que l'analyse par maximum de vraisemblance ne permette pas bien de soustraire ce fond. A 100 V cependant, on constate que les spectres sont compressés à des énergies plus faibles. Les formes spectrales du signal et du fond chaleur seule deviennent alors plus distinguables et offrent ainsi un meilleur pouvoir de discrimination. Cependant, un effet de recouvrement spectral est également attendu à 100 V mais cette fois vers 6 GeV. Ceci explique, notamment, la meilleure sensibilité constatée à 8 V plutôt qu'à 100 V aux alentours de 6 GeV.

#### 5.4.4 Conclusion

Nous avons vu que l'analyse par maximum de vraisemblance permet d'exploiter le plein potentiel d'une expérience et de s'absoudre des effets de saturation en présence d'un fond limitant. C'est cependant principalement en-dessous d'une dizaine de GeV que ce type d'analyse semble bénéfique et à basse masse qu'elle semble indispensable. L'amélioration des résolutions en chaleur et en ionisation n'a, bien entendu, aucun effet néfaste, mais nous avons vu que son intérêt est très dépendant de la région de l'espace des paramètres visée par l'expérience. Pour une recherche de WIMPs très légers ( $< 4-6$  GeV), nous avons vu que la mesure de l'ionisation était superflue. L'exploration des basses masses ne nécessite ainsi aucunement du pouvoir de rejet des événements de surface. L'amélioration des résolutions en chaleur et l'emploi de hautes tensions sur des détecteurs, même en mode planaire, est nécessaire et suffisante dans cette région de masse. On note qu'une diminution du fond chaleur seule, fond limitant dans cette région, permettrait une progression plus rapide de la sensibilité avec l'exposition.

Pour la recherche de WIMPs de masses supérieures à 6 GeV, les conclusions sont tout autres. La technologie FID et le rejet des événements de surface présentent un avantage indéniable. L'amélioration des résolutions en ionisation que pourraient apporter les HEMTs semblerait très profitable, spécialement pour diminuer l'impact sur la sensibilité du fond chaleur seule. Enfin, l'emploi de faibles tensions apparaît comme obligatoire pour assurer un pouvoir de discrimination suffisant, en particulier vis-à-vis du fond Compton. On résume, en figure 5.25 du haut, les sensibilités qu'il serait possible d'obtenir avec les fonds actuels de l'expérience EDELWEISS-III, selon divers scénarios envisagés pour une exposition fiducielle de 350 kg.jours. Les conditions expérimentales sont indiquées dans le coin droit de la figure. La limite en trait plein rouge (resp. orange) indique la sensibilité dans les conditions actuelles via une analyse par BDT (resp. Likelihood). L'ensemble des autres limites sont toutes obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance. On voit que ce type d'analyse associé à l'implémentation des HEMTs permettrait de sonder deux ordres de grandeur en terme de section efficace encore inexplorés dans la région [3, 6] GeV. L'application de hautes tensions dans ces conditions serait alors profitable en dessous de 4 GeV et permettrait d'explorer des masses plus faibles jusqu'à  $\sim 1.5$  GeV. Enfin, l'amélioration des résolutions en chaleur,

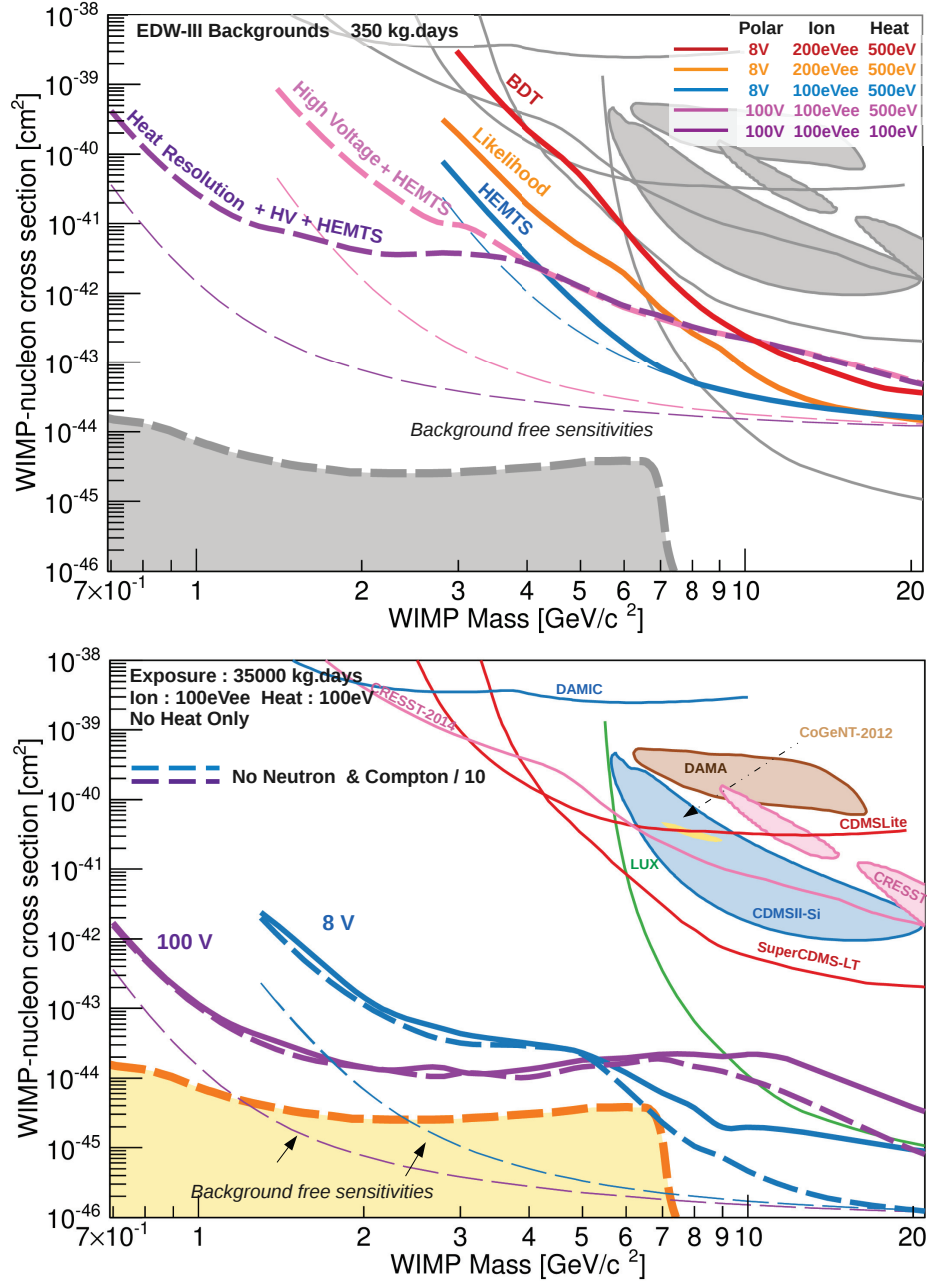


FIGURE 5.25: Figure du haut : Evolution de la sensibilité en considérant diverses améliorations envisagées. La limite obtenue par BDT avec les conditions expérimentales actuelles pour 350 kg.jours fiduciels est représentée en rouge. L'ensemble des autres limites sont obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance. Les conditions expérimentales correspondant à chacune des limites sont indiquées dans le coin droit. Figure du bas : Limites obtenues via l'analyse par maximum de vraisemblance en l'absence de fond chaleur seule pour 35000 kg.jours fiduciels et des résolutions en chaleur et ionisation respectives de 100 eV et 100 eV<sub>ee</sub>. Les lignes en traits pointillés correspondent aux limites obtenues en supprimant également le fond neutron et en diminuant le fond Compton d'un facteur 10.



couplée à l'opération sous hautes tensions, permettrait de sonder près de la moitié de l'espace des paramètres inexploré restante jusqu'au plancher neutrino, et ce avec seulement 350 kg.jours.

On considère, pour les expériences futures, que les conditions de résolution en chaleur et en ionisation seraient respectivement de 100 eV et 100 eV<sub>ee</sub>. La figure du bas indique les sensibilités obtenues pour une très grande exposition de 35 000 kg.jours et on se place dans l'hypothèse où le fond chaleur seule aurait été supprimé. Les limites en traits pointillés correspondent aux mêmes conditions que les courbes en traits pleins mais avec une diminution du fond Compton d'un facteur 10 et la suppression du fond neutron. On observe que seulement dans ces conditions extrêmement optimistes et à 8 V, il serait alors possible de mettre une meilleure limite que LUX. Il apparaît toutefois évident que d'ici à obtenir de telles conditions expérimentales et l'exposition nécessaire, les expériences à liquide scintillant auront d'ores et déjà progressé dans cette région. En l'absence de modèle théorique privilégiant fortement une région de masse donnée, il semble que l'exploration des WIMPs très légers via l'amplification du signal par les hautes tensions soit à privilégier. D'autant plus que le fond neutron et le fond Compton ne semblent pas avoir d'impact significatif sur les limites dans cette région de masse. Cela laisse suggérer qu'une telle expérience pourrait, en théorie, avoir lieu au LSM.



# Conclusions

Le travail effectué durant cette thèse s’inscrit dans le cadre de la détection directe de matière noire avec l’expérience EDELWEISS-III. Il a principalement porté sur trois axes de recherche : l’étude des signaux induits par le piégeage de charges dans les détecteurs FIDs, l’analyse des données du Run308 ainsi que la caractérisation des détecteurs cryogéniques aux WIMPs de basse masse.

Nous avons vu comment, à partir de simples propriétés électrostatiques, il a été possible de mettre au jour d’importantes propriétés des détecteurs FIDs, qui ont motivé la réalisation d’un modèle analytique de signaux induits par le piégeage de charges. Ce modèle, malgré les différentes approximations nécessaires à sa formulation, présente un excellent accord à la fois avec une simulation numérique plus complète et avec les données. Leur concordance, associée à la simplicité des hypothèses du modèle, permet d’inférer dans les données que les signaux lus par les électrodes véto pour les événements fiduciels sont principalement la conséquence du piégeage de charges dans le volume du détecteur.

Outre une meilleure compréhension du fonctionnement des détecteurs, particulièrement utile pour l’analyse des données, ce travail a permis d’élargir le champ d’application des électrodes véto au-delà du “simple” rejet des événements de surface. Les signaux lus sur ces électrodes offrent, en effet, à la fois une sensibilité statistique sur la profondeur du dépôt d’énergie, et un indicateur du piégeage de charges dans le cristal. Une méthode empirique a par ailleurs été mise au point, permettant d’améliorer d’environ 20 à 30 % les résolutions à hautes énergies des voies chaleur et ionisation, et qui trouve son application dans l’identification de bruits de fond de l’expérience. Nous avons également pu identifier la forte corrélation des effets du piégeage sur les signaux des voies ionisation et chaleur, qui se traduit par un impact moindre sur le rapport des deux. Enfin, nous avons vu que la relation de conservation de la charge permet une amélioration importante des résolutions ligne de base des voies en ionisation, raison pour laquelle elle est d’ores et déjà intégrée au traitement des données.

Nous avons donné une vue d’ensemble des différents aspects d’une analyse de données standard dédiée à la recherche de WIMPs de haute masse ( $>10$  GeV). Une méthode d’analyse basée sur un seuil d’analyse adaptatif a été mise au point. Nous avons vu que celle-ci permet d’exploiter le potentiel de l’expérience en termes de sensibilité aux WIMPs de haute masse, tout en permettant de s’affranchir d’une étude complexe de l’efficacité du seuil d’analyse. Une nouvelle définition des coupures fiducielles a également été présentée, et permet de s’assurer d’une efficacité de sélection des événements fiduciels contrôlée. L’analyse des données du Run 308 a permis de mettre en évidence l’existence d’un fond neutron, à ce jour encore non identifié, et qui limite très fortement la sensibilité de l’expérience aux WIMPs de masse

$> 20$  GeV. Il semble qu'une exposition prolongée soit inutile en l'état actuel et que la stratégie initiale d'EDELWEISS-III, consistant à orienter les efforts vers la recherche de WIMPs de haute masse soit à court terme compromise. L'impact de ce fond neutron est cependant extrêmement moindre à basse masse car sa forme spectrale est alors très différente de celles des WIMPs. Dans le contexte actuel, où la région de haute masse de l'espace des paramètres  $(\sigma_{SI}, m_W)$  est bien contrainte par les TPC double-phase à Xenon, une réorientation vers les WIMPs de basse masse semble la stratégie à adopter.

L'étude présentée au dernier chapitre a été réalisée en utilisant un test statistique par maximum de vraisemblance profilé qui permet d'exploiter le plein potentiel d'une expérience via une discrimination spectrale des bruits de fond et leur soustraction statistique. A partir d'une modélisation des bruits de fonds et de la réponse des détecteurs de l'expérience EDELWEISS-III, nous avons pu générer des données simulées pour effectuer des projections selon divers scénarios. Nous avons ainsi mis au jour les bénéfices auxquels s'attendre, sur la sensibilité de l'expérience, des différentes améliorations que nous serions susceptibles d'apporter en termes de résolutions, de diminution des bruits de fond, ou encore de méthode d'analyse employée. En ce qui concerne l'expérience EDELWEISS-III, les événements chaleur seule ont clairement été identifiés comme le bruit de fond limitant en dessous de 10 GeV. Nous avons pu établir les gains attendus d'une diminution de ce fond, ainsi que la nécessité d'effectuer une analyse par maximum de vraisemblance pour s'affranchir des effets de saturation auxquels s'attendre d'une analyse par BDT.

D'une manière plus générale, les effets des paramètres expérimentaux sur la sensibilité de l'expérience aux WIMPs de basse masse ont été passés en revue. Il apparaît clairement que la région basse masse ( $< 20$  GeV) se subdivise en deux catégories :

Pour des masses de WIMPs inférieures à quelques GeV, l'amélioration des seuils semble être la priorité de toute expérience. Celle-ci peut parfaitement être apportée par une amplification du signal via l'application de hautes tensions. Nous avons en effet montré que le pouvoir de discrimination apporté par la double mesure était négligeable. Nous avons par ailleurs mis au jour l'absence d'influence du rejet des événements de surface sur la sensibilité à ces masses de WIMPs. Il apparaît que des détecteurs haute tension, même en mode planaire avec une simple mesure de la chaleur, soit une bonne stratégie.

Au-delà de quelques GeV toutefois, nous avons vu que la double mesure était d'une importance cruciale et que de faibles tensions étaient nécessaires pour ne pas dégrader le pouvoir de discrimination. Dans de telles conditions, la capacité de rejet des événements de surface, de même que les résolutions en ionisation, ont une nette influence sur la sensibilité.

Dans le contexte actuel d'une compétition avec des expériences telles que LUX et XENON d'une part, et avec l'importante région de l'espace des paramètres encore inexplorée en dessous de 5-6 GeV d'autre part, la meilleure des deux stratégies paraît être une amplification du signal chaleur et un abaissement des seuils, via l'utilisation de hautes tensions.

# Bibliographie

- [1] E. Hubble, “A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae,” *PNAS* **15** (1929) 168–173.
- [2] **Planck** Collaboration, “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters,” [arXiv:1502.01589](#) [[astro-ph.CO](#)].
- [3] S. van den Bergh, “The early history of dark matter,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **111** (1999) 657–660.
- [4] F. Zwicky, “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae,” *ApJ* **86** (1937) 217.
- [5] V. Rubin and J. W. Kent Ford, “Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions,” *AsJ* **159** (1970) 379.
- [6] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders, “Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics,” *MNRAS* **249** (1991) 527.
- [7] Y. Sofue and V. Rubin *Ann. Rev. Astron. Astrophys* **39** (2001) 137–174.
- [8] M. Milgrom, “A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis,” *ApJ* **270** (1983) 365–370.
- [9] K. A. O. et al. (Particle Data Group), “The Review of Particle Physic,” *Chin. Phys. C* **38** (2014) 010001.
- [10] P. A. M. et al., “A Common Explosion Mechanism for Type Ia Supernovae,” *Science* **315** (2007) 825–828.
- [11] A. G. R. et al., “Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant,” *ApJ* **116** (1998) 1009.
- [12] M. K. et al., “Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets,” *ApJ* **686** (2008) 749–778.
- [13] S. P. el al and T. S. C. Project, “Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae,” *ApJ* **517** no. 2, (1999) 565.
- [14] D. J. E. et al., “Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies,” *The Astrophysical Journal* **633** no. 2, (2005) 560.
- [15] G. Steigman, “Big Bang Nucleosynthesis : Probing the First 20 Minutes,” *Carnegie Observatories Astrophysics* **2** (2004) .
- [16] D. Tytler, J. M. O’Meara, N. Suzuki, and D. Lubin, “Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances,” *Physica Scripta* **2000** no. T85, (2000) .

- [17] N. S. et al., “The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above  $z > 1$  and Building an Early-type-hosted Supernova Sample,” *The Astrophysical Journal* **746** (2012) 85.
- [18] J. L. Feng, “Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **48** (2010) 495–545.
- [19] K. G. G. Jungman, M. Kamionkowski, “Supersymmetric dark matter,” *Phys. Rept* **267** (1996) 195–373.
- [20] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, “Particle Dark Matter : Evidence, Candidates and Constraints,” *Phys.Rept.* **405** (2005) 279–390.
- [21] S. P. Martin, *Perspectives on Supersymmetry II*.
- [22] K. M. Zurek, “Asymmetric Dark Matter : Theories, signatures, and constraints,” *Physics Reports* **537** (2014) 91–121.
- [23] R. W. Schnee, “Introduction to Dark Matter Experiments,” [arXiv:1101.5205v1](https://arxiv.org/abs/1101.5205v1) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro)].
- [24] A. Ibarra, D. Tran, and C. Weniger, “Indirect Searches for Decaying Dark Matter,” *International Journal of Modern Physics A* **28** (2013) 27.
- [25] **H.E.S.S.** Collaboration, A. A. et al., “Constraints on an Annihilation Signal from a Core of Constant Dark Matter Density around the Milky Way Center with H.E.S.S.,” *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 081301.
- [26] **MAGIC** Collaboration, J. A. et al., “Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC,” *JCAP* **02** (2014) .
- [27] **H.E.S.S.** Collaboration, A. A. et al., “Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of Dwarf Spheroidal Galaxies,” *Phys. Rev. D* **90** (2014) 112012.
- [28] **Fermi/LAT** Collaboration, B. A. et al., “The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission,” *Astrophys.J* **697** (2009) 1071–1102.
- [29] M. D. Mauro and F. Donato, “Composition of the Fermi-LAT isotropic gamma-ray background intensity : Emission from extragalactic point sources and dark matter annihilations,” *Phys. Rev. D* **91** (2015) 123001.
- [30] J. Silk, K. Olive, and M. Srednicki, “The photino, the sun, and high-energy neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 257.
- [31] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. C. et al., “Search for Neutrinos from Annihilation of Captured Low-Mass Dark Matter Particles in the Sun by Super-Kamiokande,” *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) .
- [32] I. collaboration, “Search for dark matter annihilations in the Sun with the 79-string IceCube detector,” *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 131302.
- [33] A. Collaboration, “First Search for Dark Matter Annihilation in the Sun Using the ANTARES Neutrino Telescope,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2013** (2013) .
- [34] **HEAT** Collaboration, S. W. B. et al., “Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV,” *ApJ* **482** (1997) L191–L193.



- [35] P. Collaboration, “The cosmic-ray positron energy spectrum measured by PAMELA,” *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 081102.
- [36] AMS Collaboration, M. A. et al., “First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV,” *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 141102.
- [37] D. Gaggero, L. Maccione, D. Grasso, G. D. Bernardo, and C. Evoli, “PAMELA and AMS-02  $e^+$  and  $e^-$  spectra are reproduced by three-dimensional cosmic-ray modeling,” *Phys. Rev. D* **89** (2014) .
- [38] F. Donato, N. Fornengo, and P. Salati, “Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter,” *Phys. Rev. D* **62** (2000) 043003.
- [39] L. Evans and P. Bryant, “The CERN Large Hadron Collider : Accelerator and Experiments,” *Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08001.
- [40] V. A. Mitsou, “Overview of searches for dark matter at the LHC,” [arXiv:1402.3673 \[hep-ex\]](#).
- [41] CMS Collaboration, A. R. et al., “The CMS experiment at the CERN LHC,” *Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08004.
- [42] ATLAS Collaboration, A. G. et al., “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08003.
- [43] CMS Collaboration, C. S. et al., “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Phys. Lett. B* **716** (2012) .
- [44] ATLAS Collaboration, A. G. et al., “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys. Lett. B* **716** (2012) .
- [45] J. G. et al., “Constraints on Dark Matter from Colliders,” *Phys. Rev. D* **82** (2010) .
- [46] ATLAS Collaboration, G. A. et al., “Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) a.
- [47] T. C. Collaboration, “Search for new phenomena in monophoton final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV,” [arXiv:1410.8812 \[hep-ex\]](#).
- [48] L. J. D and S. P. D, “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil,” *Astropart. Phys.* **6** (1996) 87–112.
- [49] C. Savage, G. Gelmini, P. Gondolo, and K. Freese, “Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches,” *JCAP* **0904** (2009) 010.
- [50] M. S. et al., “The RAVE Survey : Constraining the Local Galactic Escape Speed,” *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* **379** (2007) 755–772.
- [51] M. C. S. et al., “The RAVE survey : constraining the local Galactic escape speed,” *MNRAS* **379** (2007) 755–772.
- [52] J. Cooley, “Overview of non-liquid noble direct detection dark matter experiments,” *Physics of the Dark Universe* **4** (2014) 92–97.

- [53] **CDMS** Collaboration, R. A. et al., “Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II,” *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 251301.
- [54] **CoGeNT** Collaboration, C. E. A. et al., “CoGeNT : A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors,” *Phys. Rev. D* **88** (2013) 012002.
- [55] **CRESST** Collaboration, G. A. et al., “Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search,” *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1971.
- [56] **DAMA/LIBRA** Collaboration, R. B. et al., “New results from DAMA/LIBRA,” *Eur. Phys. J. C* **67** (2010) 39–49.
- [57] **CDMS** Collaboration, Z. A. et al., “Results from a Low-Energy Analysis of the CDMS II Germanium Data,” *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 131302.
- [58] **SuperCDMS** Collaboration, R. A. et al., “Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles Using Voltage Assisted Calorimetric Ionization Detection in the SuperCDMS Experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 041302.
- [59] **SuperCDMS** Collaboration, R. A. et al., “Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS,” *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 241302.
- [60] **EDELWEISS** Collaboration, E. A. et al., “Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes,” *Physics Letters B* **702** (2011) 329–335.
- [61] **EDELWEISS** Collaboration, E. A. et al., “Search for low-mass WIMPs with EDELWEISS-II heat-and-ionization detectors,” *Phys. Rev. D* **86** (2012) 051701.
- [62] **CRESST** Collaboration, G. A. et al., “Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector,” *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3184.
- [63] **COUPP** Collaboration, E. B. et al., “First dark matter search results from a 4-kg CF<sub>3</sub>I bubble chamber operated in a deep underground site,” *Phys. Rev. D* **86** (2012) 052001.
- [64] A. e. a. D.Y., “WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III,” *Physics Letters B* **709** (2012) 14–20.
- [65] **XENON10** Collaboration, J. A. et al., “Search for Light Dark Matter in XENON10 Data,” *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 051301.
- [66] **XENON100** Collaboration, E. A. et al., “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data,” *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 181301.
- [67] **LUX** Collaboration, D. A. et al., “First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility,” *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 091303.
- [68] **CRESST** Collaboration, G. A. et al., “Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector,” [arXiv:1509.01515 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1509.01515).
- [69] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, and L. Strigari, “Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments,” *Phys. Rev. D* **89** (2014) 023524.
- [70] F. Ruppin, J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, and L. Strigari, “Complementarity of dark matter detectors in light of the neutrino background,” *Phys. Rev. D* **90** (2014) 083510.

- [71] **XENON100** Collaboration, E. A. et al., “Limits on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Cross Sections from 225 Live Days of XENON100 Data,” *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 021301.
- [72] **XMASS** Collaboration, H. U. et al., “Search for inelastic WIMP nucleus scattering on  $^{129}\text{Xe}$  in data from the XMASS-I experiment,” *Prog. Theor. Exp. Phys.* **063C01** (2014) .
- [73] P. A. et al., “First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso,” *Physics Letters B* **743** (2015) 456–466.
- [74] **SuperCDMS** Collaboration, R. A. et al., “Demonstration of surface electron rejection with interleaved germanium detectors for dark matter searches,” *App. Phys. Lett* **103** (2013) 164105.
- [75] **EDELWEISS** Collaboration, A. B. et al., “A new high-background-rejection dark matter Ge cryogenic detector,” *Phys. Lett. B* **681** (2009) 305–309.
- [76] **EDELWEISS** Collaboration, B. S. et al., “Muon-induced background in the EDELWEISS dark matter search,” *Astropart. Phys.* **44** (2013) 28–39.
- [77] O. M. Horn, *Simulations of the muon-induced neutron background of the EDELWEISS-II experiment for Dark Matter search*. PhD thesis, 2007.
- [78] E. A. Yakushev and A. V. Lubashevskii, “Radon-induced background and methods of its elimination in the EDELWEISS-II experiment,” *Russian Physics Journal* **53** (2010) 616–619.
- [79] S. S. for the EDELWEISS Collaboration, “Background investigation in EDELWEISS-III,” *AIP Conf. Proc.* **1672** (2015) .
- [80] B. Censier, *Etude et optimisation de la voie ionisation dans l’expérience EDELWEISS de détection directe de la matière noire*. PhD thesis, 2006.
- [81] S. M. et al., “Controlling the Leakage-Current of Low Temperature Germanium Detectors Using XeF Dry Etching,” *JLTP* **176** (2014) 518.
- [82] P. Luke, “Voltage assisted calorimetric ionization detector,” *J. Appl. Phys.* **64** (1988) 6858.
- [83] B. Neganov and V. Trofimov *Otkrytiya, Izobret* **146** (1985) 215.
- [84] C.A.Klein, “Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors,” *J. Applied Physics* **39** (1968) 2029.
- [85] U. Fano, “Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions,” *Phys. Rev* **72** (1947) 26.
- [86] B. Lowe, “Measurements of Fano factors in silicon and germanium in the low-energy X-ray region,” *NIM Phys. Res. A* **399** (1997) 354–364.
- [87] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981.
- [88] A. Broniatowski, “Intervalley Scattering of Hot Electrons in Germanium at Millikelvin Temperatures,” *JLTP* **176** (2014) 860–869.
- [89] M. S. J. Lindhard and H. Schiott, “Range concepts and heavy ion ranges,” *Kong.Dan.Vid.Sel.Mat.Fys.Med.* **33** no. 14, (1963) .

- [90] V. N. J. Lindhard and M. Scharff, “Integral equations governing radiation effects,” *Kong.Dan.Vid.Sel.Mat.Fys.Med.* **36** no. 10, (1968) .
- [91] P. D. Stefano, *Recherche de matiere sombre non-baryonique au moyen d’un bolometre a ionisation dans le cadre de l’experience edelweiss*. PhD thesis, 1988.
- [92] C. Enss and S. Hunklinger, *Low-Temperature Physics*. Springer, 2005.
- [93] C. Enss, *Cryogenic Particle Detection*. Springer, 2005.
- [94] J. B. et al., “Note interne EDELWEISS sur le Modèle Thermique,” (2015) .
- [95] S. Fiorucci, *Acquisition et analyse des données pour l’expérience de recherche de matière noire EDELWEISS*. PhD thesis, 2005.
- [96] O. M. et al., “Calibration of the EDELWEISS Cryogenic Heat-and-ionisation Germanium Detectors for Dark Matter Search,” *NIM Phys. Res. A* **530** (2004) 426–439.
- [97] A. J. for the EDELWEISS Collaboration, “Status and Prospects of the EDELWEISS Direct WIMP Search Experiment,” *JLTP* **167** (2012) 1056–1062.
- [98] J. Gascon and N. Bastidon, “The EDELWEISS-III Project and the Rejection Performance of Its Cryogenic Germanium Detectors,” *JLTP* **176** (2014) 870–875.
- [99] B. C. et al., “EDELWEISS Read-out Electronics and Future Prospects,” *JLTP* **167** (2012) 645–651.
- [100] W. Shockley, “Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge,” *J. Appl. Phys.* **9** (1938) 635–636.
- [101] M. J. Louis-André. Hamel, “Generalized demonstration of Ramo’s theorem with space charge and polarization effects,” *NIM Phys. Res. A* **597** (2008) 207–211.
- [102] Z. He, “Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors,” *NIM Phys. Res. A* **463** (2001) 250–267.
- [103] **EDELWEISS** Collaboration, Q. A. et al., “Signals Induced by Charge Carrier Trapping,” *JLTP* **176** (2014) 924–929.
- [104] M.-C. Piro, A. Broniatowski, S. Marnieros, L. Dumoulin, and E. Olivieri, “Hot Carrier Trapping in High-Purity and Doped Germanium Crystals at Millikelvin Temperatures,” *JLTP* **176** (2014) 796–801.
- [105] M. Fritts, J. Durst, T. Göpfert, T. Wester, and K. Zuber, “Analytical model for event reconstruction in coplanar grid CdZnTe detectors,” *NIM Phys. Res. A* **708** (2013) 1–6.
- [106] P. Luke, “Unipolar Charge Sensing with Coplanar Electrodes- Application to Semiconductor Detectors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci* **42** (1995) 207–213.
- [107] Z. He, G. Knoll, D. Wehe, R. Rojeski, C. H. Mastrangelo, M. Hammig, C. Barrett, and A. Uritani, “1-D position sensitive single carrier semiconductor detectors,” *NIM Phys. Res. A* **380** (1996) 228–231.
- [108] Z. He, G. Knoll, D. Wehe, and J. Miyamoto, “Position-sensitive single carrier CdZnTe detectors,” *NIM Phys. Res. A* **388** (1997) 180–185.
- [109] P. Haddad, “Participation à l’expérience Edelweiss-III de recherche directe de Matière Noire,” *Rapport de stage* (2014) .

- [110] **LUMINEU** Collaboration, D. V. P. et al., “Potential of a next generation neutrinoless double beta decay experiment based on  $\text{ZnMoO}_4$  scintillating bolometers,” (2015) , [arXiv:1502.01161 \[physics.ins-det\]](#).
- [111] E. A. et al., “Background studies for the EDELWEISS dark matter experiment,” *Astropart. Phys.* **47** (2013) 1–9.
- [112] Q. A. for the EDELWEISS Collaboration, “The EDELWEISS Experiment Status,” *Rencontres de Moriond Cosmology Proceedings* (2014) .
- [113] **EDELWEISS** Collaboration, V. S. et al., “Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors,” *Phys.Rev.D* **71** (2005) .
- [114] J. N. Bahcall, “Exchange and Overlap Effects in Electron Capture and in Related Phenomena,” *Phys. Rev.* **132** (1963) 362–367.
- [115] E. Browne and R. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*. V.S. Shirley, 1986.
- [116] C. Kéfélian, “Note interne EDELWEISS,”.
- [117] S. Yellin, “Finding an upper limit in the presence of an unknown background,” *Phys. Rev. D* **66** (Aug, 2002) 032005.
- [118] T. de Boissière for the EDELWEISS collaboration, “Low mass WIMP search with EDELWEISS-III : First Results,” [arXiv:1504.00820 \[astro-ph.CO\]](#).
- [119] T. Boissiere, *Recherches de WIMPs de basse masse et d’axions avec l’expérience EDELWEISS*. PhD thesis, 2015.
- [120] **LUX** Collaboration, D. S. A. et al., “First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility,” *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 091303.
- [121] **XENON100** Collaboration, E. A. et al., “Likelihood approach to the first dark matter results from XENON100,” *Phys. Rev. D* **84** (Sep, 2011) 052003.
- [122] C. A. et al., “Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data,” [arXiv:1401.6234 \[astro-ph.CO\]](#).
- [123] **CRESST** Collaboration, G. A. et al., “Probing low WIMP masses with the next generation of CRESST detector,” [arXiv:1503.08065 \[astro-ph.IM\]](#).
- [124] Cowan, Glen, Cranmer, Kyle, Gross, Eilam, and Vitells, Ofer, “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics,” *Eur. Phys. J. C* **71** no. 2, (2011) 1554. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0>.
- [125] T. Junk, “Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics,” *NIM A* **434** (1999) 435–443.
- [126] J. Billard, “Note interne EDELWEISS,”.